

Diffraktive Optische Elemente für moderne mikrooptische Systeme

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Phys. Svetomir Stankovic
aus Rüsselsheim

Referent:	Prof. Dr. T. Tschudi
Korreferent:	Prof. Dr. W. Elsässer
Tag der Einreichung:	21. Mai 2002
Tag der Prüfung:	3. Juli 2002

Darmstadt 2002

D17

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Herstellung Diffraktiver Optischer Elemente	9
2.1	Aufbau des Laserlithographiesystems	11
2.1.1	Verknüpfung der Baugruppen	12
2.1.2	Schreibmodi	17
2.2	Laserlithographie in der Diffraktiven Optik	28
2.2.1	Phasenmodulation durch mikrostrukturierte Oberflächen	30
2.2.2	Herstellung kontinuierlicher Resistprofile	31
2.2.3	Weitere hergestellte Strukturen	47
2.3	Herstellung von Elektrodenstrukturen für Flüssigkristallelemente	64
2.4	Weitere eingesetzte Herstellungstechnologien	70
2.4.1	Elektronenstrahlolithographie	70
2.4.2	Reaktives Ionenstrahlätzen	70
2.4.3	Photolithographie	72
2.4.4	Replikationstechniken	72
3	Weißlichtinterferometrie zur Vermessung hergestellter DOEs	75
3.1	Funktionsweise des Interferometers	76
3.1.1	Aufbau des Interferometers	76
3.1.2	Prinzip der Auswertung	79
3.2	Meßmethoden	81
3.2.1	Phasenschrittmethode	81
3.2.2	Trägerfrequenzmethode	85

3.2.3	Linear-Shift Methode	87
3.2.4	Vergleich der Meßverfahren	88
4	Berechnungsverfahren für DOEs	89
4.1	Analytische Verfahren	91
4.2	Iterative Verfahren	93
4.2.1	Iterativer Fourier-Transformations Algorithmus	93
4.2.2	Simulated Annealing für Fan-Out Elemente	94
4.3	Lokal analytische Verfahren	99
4.4	Vergleich der Verfahren und Ausblick	102
5	Anwendungen	104
5.1	DVD-Pickup System	104
5.1.1	Eingesetzte Diffraktive Optische Elemente	106
5.1.2	Adaptive Flüssigkristallelemente	111
5.1.3	Design des Pickup-Systems	113
5.1.4	Optische Vermessung des Pickup-Systems	115
5.1.5	Zusammenfassung	119
5.2	Speckle-Reduktion für Laser-TV	121
5.2.1	Funktionsprinzip	121
5.2.2	Berechnung und Herstellung der DOEs	122
5.2.3	Meßergebnisse	125
5.2.4	Zusammenfassung	126
5.3	DOEs für Hochleistungsdiodenlaser	129
5.3.1	Vermessung der Strahlquellen	129
5.3.2	Strahlumordner	134
5.3.3	Korrektur von Kollimationslinsen für Hochleistungsdiodenlaser . . .	140
5.4	DOEs als Justierhilfen	147
5.4.1	Fadenkreuz	147
5.4.2	Hexagon	148
5.5	Phasenkodierung in holographischen Speichern	154
6	Zusammenfassung und Ausblick	156

Literaturverzeichnis	158
Publikationsliste	165
Danksagung	169
Lebenslauf	170

Kapitel 1

Einleitung

Durch den Einzug der Optik in immer weitere Bereiche des täglichen Lebens, wie beispielsweise der Telekommunikation und der Datenspeicherung (CD, DVD), ist auch der Bedarf an möglichst kleinen und hocheffizienten, gleichzeitig aber kostengünstigen optischen Systemen enorm gestiegen. Kompakte, z.T. integrierte optische Systeme - sogenannte mikrooptische Systeme - eröffnen über den Low-Cost Bereich hinaus für einige Arbeitsfelder, z.B. in der Medizin (Endoskopie) oder der Sensorik (Dehnungsmessung, Abstandsmessung) völlig neue Möglichkeiten. Dem Trend der Miniaturisierung folgend wurden daher in den letzten Jahren Technologien entwickelt, die Größe refraktiver und reflektiver optischer Komponenten, wie Linsen, Prismen und Spiegel, immer weiter zu reduzieren. So sind refraktive Mikrolinsen hoher Qualität mit Durchmessern bis hinunter zu einigen Mikrometern heutzutage gut herstellbar. Parallel und zum Teil als Alternative dazu hat sich auch die, ursprünglich aus der Holographie entstandene, diffraktive Optik stark weiterentwickelt. Obwohl die Prinzipien und Möglichkeiten der Lichtbeeinflussung durch beugende Strukturen lange bekannt sind, wurden diffraktive Elemente erst interessant, nachdem die technologischen Voraussetzungen für deren Herstellung geschaffen wurden. Die Fortschritte bei der Herstellung sind dabei den Entwicklungen der Mikroelektronik zu verdanken.

Diffraktive Optische Elemente (DOEs) haben kleine Abmessungen und ein geringes Gewicht. Sie besitzen eine hohe Funktionalität (mehrere optische Funktionen in einem Element) und sind mit Hilfe der in den letzten Jahren stark weiterentwickelten Replikationstechnologien wie Heißprägen [1] [2] oder Spritzgießen [3] kostengünstig herstellbar. Aus diesen Gründen sind sie für den Einsatz in mikrooptischen Systemen geradezu prädestiniert. Darüberhinaus führen DOEs zu neuen, oft sehr eleganten, Lösungen, die mit rein refraktiver Optik gar nicht, oder nur mit sehr hohem Aufwand, durchführbar sind. Natürlich ist zu beachten, daß sie wegen der starken Wellenlängenabhängigkeit nur für Laseranwendungen geeignet sind. Aufgrund der heute zur Verfügung stehenden hocheffizienten und kostengünstigen Laserdioden, die in den zuvor aufgezählten und den meisten der geplanten Anwendungen ohnehin eingesetzt werden, stellt dies allerdings keine schwerwiegende Einschränkung dar. Tatsächlich finden DOEs in der Praxis bereits stärkere Beachtung, doch

ist die Zahl der Anwendungen, in denen sie tatsächlich schon zum Einsatz kommen, immer noch verschwindend gering. Warum DOEs trotz dieser offensichtlichen Vorteile nicht im größeren Maße eingesetzt werden, eröffnet sich erst bei genauerer Betrachtung der Aspekte des Designs, der Herstellung und der Anwendung, sowie der Verknüpfung dieser einzelnen Teilaspekte.

Die Voraussetzungen für die Herstellung von DOEs bestehen seitens der Mikrolithographie schon seit einigen Jahren. Die Verwendung von Herstellungstechnologien der Mikroelektronik hat zwar die Entwicklung vorangetrieben, jedoch den Nachteil mit sich gebracht, daß die Verfahren nicht an die geänderte Problemstellung, die Herstellung von DOEs, angepaßt sind. Neue und speziell für DOEs entwickelte Technologien zur Effizienzsteigerung, wie das kontinuierliche Direktschreiben [4] und die Grautonlithographie mit HEBS-Masken [5], wurden erst in den letzten Jahren angegangen. Zur Berechnung von DOEs wurde ebenfalls bereits einiges an wissenschaftlicher Arbeit geleistet. Es existieren eine Reihe iterativer Verfahren, wie der Iterative Fourier-Transform (IFT) Algorithmus ([38], [39]) oder global optimierende Verfahren, die auf dem Einsatz von Simulated Annealing [41] oder ähnlichen (Iterative Discrete On-Axis (IDO) Algorithm, Downhill Method [49]) Algorithmen beruhen. Letztere gewinnen, aufgrund der immer höheren Rechenleistung von Computern, zunehmend an Bedeutung. Darüberhinaus gibt es auch neuere Ansätze, wie z.B. die auf Finite-Elemente Methoden basierenden Verfahren ([45], [46]).

Ein gravierender Nachteil ist, daß diese Berechnungsverfahren in der Regel unabhängig von den Herstellungstechnologien und Anwendungen entwickelt wurden. Dies ist zum einen durch die Aufteilung der Forschergruppen nach ausschließlich theoretischen oder technologischen Arbeitsgebieten bedingt. Zum anderen liegt es daran, daß manche Berechnungsverfahren schon vor der Zeit moderner Lithographietechniken entwickelt wurden. Dadurch wird verständlich, warum es bis heute keine Arbeiten gibt, die die wichtige und dringend benötigte Verknüpfung der Teilaspekte leisten, um das Problem in seiner Gesamtheit zu behandeln. Trotz des deutlich gestiegenen und immer größer werdenden Bedarfs an Mikrooptiken, ist die Anzahl der Forschergruppen, die das Design und die Herstellung diffraktiver Optiken gleichermaßen beherrschen, immer noch verschwindend gering. Der Grund hierfür ist die Komplexität, die sich durch das Zusammenspiel von Anwendung, Design und Herstellung ergibt. Die Fortschritte der letzten Jahre auf den Gebieten der Herstellung und der Berechnung haben für die diffraktive Optik neue Möglichkeiten aufgezeigt und neue Anwendungsfelder eröffnet. Es zeigt sich dabei, daß das Gebiet der DOEs bisher keineswegs erschöpfend behandelt wurde.

Bei dieser Problematik setzt diese Arbeit an. Sie zeigt deutlich die Bedeutung des Zusammenspiels der Elemente der Gesamtkette, von der Konzeption, über Berechnung und Herstellung bis hin zum Einsatz der DOEs in optischen Systemen. Nur wenn dieses Zusammenspiel funktioniert, sind Anwendungen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt werden, realisierbar. Erstmals wurde damit versucht die Problematik von DOEs in seiner Gesamtheit zu erfassen und hierfür Lösungswege aufzuzeigen. Durch die sich dadurch eröffnenden Möglichkeiten gewinnt die diffraktive Optik an Bedeutung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die wichtigsten Berechnungsverfahren auf ihre Eignung für verschiedene bedeutende Anwendungen hin untersucht und für spezielle Aufgabenstellungen modifiziert oder erweitert. Zur Beurteilung der Verfahren wurden dabei insbesondere auch Aspekte der guten Herstellbarkeit, der Herstellungstoleranzen, sowie der Justagetoleranzen in den späteren optischen Systemen herangezogen. Dabei war es entscheidend, Einschränkungen und Fehler, die sich durch die Herstellung zwangsläufig ergeben, bereits im Design zu implementieren. Für einige Fälle konnten neue Optimierungsalgorithmen entwickelt werden, die dies berücksichtigen. Umgekehrt wurden, von der Anwendung ausgehend, Anforderungen formuliert und auf die Herstellungstechnik übertragen. Unter diesem Gesichtspunkt wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Laserlithographiesystem zur Herstellung diffraktiver Strukturen aufgebaut, welches im Rahmen mehrerer betreuter Diplomarbeiten stetig weiterentwickelt wurde. Das Zusammenspiel der Anforderungen, die sich durch die Anwendung ergeben, mit den Algorithmen und der Herstellungstechnik offenbarte auch eine Vielzahl neuer Probleme, die in dieser Form zuvor noch nicht behandelt wurden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht diese Kette zu schließen, was an Hand einiger Beispiele demonstriert wird, die zur Illustration der Herstellungsproblematik z.T. in Kap. 2 eingebunden wurden und teilweise detailliert in Kap. 5 besprochen werden.

Im zweiten Kapitel werden die Herstellungstechniken ausführlich besprochen. Im Vordergrund steht dabei der Aufbau des Lithographiesystems, sowie die Anpassungen, die vorgenommen wurden, um kontinuierliche Profile besser herstellen zu können. Es wird auf die Implementation des Vektormodus eingegangen, durch den eine deutlich bessere Darstellung von Kurven erreicht werden konnte. Die optimale Konzeption der Laserlithographieanlage war erst durch die Erfahrungen möglich, die an einer Vielzahl von Anwendungen gewonnen wurden, auf die in dieser Arbeit eingegangen wird. Das System wurde daher stetig weiterentwickelt und ausgebaut, bevor der hier beschriebene, Stand erreicht werden konnte. Zur hochauflösenden Vermessung hergestellter Strukturen wurde ein Weißlichtinterferenz-Mikroskop aufgebaut, das im dritten Kapitel beschrieben wird. An ihm wurden verschiedene Meßverfahren untersucht und auf ihre Eignung zur Vermessung der Topographien der hergestellten DOEs beurteilt. Insbesondere für die Herstellung kontinuierlicher Reliefs ist dieses axial und lateral hochauflösende Meßverfahren von größter Bedeutung. Im vierten Kapitel werden die Berechnungsverfahren für DOEs behandelt und Ansätze vorgestellt, um die durch den Herstellungsprozeß vorgegebenen Randbedingungen bereits im Design zu berücksichtigen. Ein auf der Finite-Elemente Methode basierendes Verfahren wurde so weiterentwickelt, daß es für einige wichtige Anwendungsgebiete der Diffraktiven Optik sehr befriedigende Lösungen liefert, da es die Vorteile von analytischen und von iterativen Berechnungsverfahren verbindet. Eine Reihe anderer Verfahren wurde untersucht und unter verschiedenen Gesichtspunkten bewertet, u.a. auch auf die Möglichkeit der Einbeziehung von Herstellungsaspekten im Design. Die Eignung der verschiedenen Algorithmen für verschiedene Anwendungen zeigt sich im fünften Kapitel, in dem der Einsatz von DOEs in aktuellen (mikro-)optischen Systemen besprochen wird, die im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und aufgebaut wurden. Diese sind insbesondere das auf DOEs basierende DVD-Pickup System, die Speckle-Reduktion für Laser-TV, sowie DOEs in Kollimationssystemen

für Hochleistungsdiodenlaser. Daneben werden einige weitere Anwendungen besprochen, bei denen die Notwendigkeit des Zusammenspiels von Anwendung, Design und Herstellung besonders klar in Erscheinung tritt, wie z.B. bei dem hexagonalen Justiergitter.

Die Arbeitsgruppe Mikrooptische Systeme hat bereits langjährige Erfahrung auf dem Gebiet der diffraktiven Optik. Die Bedeutung von DOEs als Komponenten für mikrooptische Systeme ist, als Folge des wachsenden Bedarfs an innovativen Lösungen, in den letzten Jahren immer stärker in den Vordergrund der Arbeiten der Arbeitsgruppe getreten. Aus der sich für einige Anwendungen ergebenden Notwendigkeit, die statische Phasenmodulation der DOEs durch eine dynamischen Phasenmodulation zu ergänzen, ist der neben der diffraktiven Optik zweite Schwerpunkt der Arbeitsgruppe entstanden, die auf Flüssigkristallen basierende adaptive Optik. Die damit realisierten dynamischen Phasenmodulatoren haben, besonders auch in Kombination mit DOEs, eine Reihe interessanter Anwendungen und eröffnen neue Möglichkeiten, was sich z.B. an dem in Abschn. 5.1 dieser Arbeit vorgestellten, neuartigen DVD Pickup-System zeigt. Entwickelt wurden u.a. schaltbare Linsen und Strahlableiter, sowie verschiedene Elemente zur dynamischen Wellenfrontkorrektur. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Laserlithographie wurde außer für die Herstellung von DOEs auch zur Herstellung der Elektrodenstrukturen für die adaptiven optischen Elemente verwendet (siehe Abschn. 2.3) und war somit eine Schlüsseltechnologie für beide Arbeitsgebiete.

Kapitel 2

Herstellung Diffraktiver Optischer Elemente

Diffraktive Optische Elemente (DOEs) erfordern Strukturen in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichts und darunter. In diesem Größenbereich ist eine mechanische Bearbeitung der Materialien, von einigen Spezialfällen abgesehen, wie etwa dem Drehen rotationssymmetrischer Strukturen mit Diamantwerkzeugen, nicht mehr möglich. Stattdessen finden hier Lithographietechniken Verwendung, die in der Regel Laserlicht oder Elektronenstrahlen zur Strukturierung einsetzen. In [6] und [7] ist eine Übersicht über die wichtigsten Technologien zur Mikrostrukturierung zu finden. In den letzten Jahren gab es große Anstrengungen, die lithographischen Prozesse, welche ursprünglich in der Halbleitertechnik entstanden sind, auf die Herstellung qualitativ hochwertiger optischer Elemente zu übertragen und an die geänderten Erfordernisse anzupassen [8]. Die Verbindung dieser Prozesse mit der ebenfalls in den letzten Jahren stark vorangetriebenen Entwicklung bei den Replikationsverfahren für Mikrostrukturen bietet neue Möglichkeiten für die kostengünstige Herstellung diffraktiver Mikrooptiken.

Die im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Resultate bei der Herstellung von DOEs mittels Laserlithographie, Photolithographie, sowie verschiedener naß- und trockenchemischer Ätzprozesse werden im folgenden beschrieben. Da die im Lithographieschritt erreichte Präzision für die Qualität der Strukturen entscheidend ist, wird insbesondere auf den Aufbau der Laserlithographieanlage eingegangen, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist. Sie besteht aus Einzelkomponenten, die höchsten Anforderungen genügen, deren alleiniger Zusammenbau aber nur einen Bruchteil des Arbeitsaufwandes bei der Konzeption ausmachte. Das Know-How lag in der Programmierung der Controller, der Implementierung geeigneter Schreibmodi (siehe Abschn. 2.1.2), sowie der aufwendigen Anpassung der einzelnen Baugruppen aneinander. Diese Aspekte werden sehr ausführlich dargestellt, da sie eng mit den Eigenschaften der DOEs und den eingesetzten Berechnungsmethoden verknüpft sind.

Wie stark die Konzipierung der Lithographieanlage durch die Physik der DOEs beeinflusst

ist, zeigt sich besonders bei der Herstellung von Elementen mit kontinuierlicher Oberflächentopographie (Abschn. 2.2.2). Dies ist ein sehr aktuelles Thema, da diese Elemente höhere Effizienzen besitzen, allerdings außerordentlich hohe Anforderungen an die Herstellung stellen. Das Zusammenwirken der erforderlichen Strukturgeometrie mit der Resistbelichtung wird detailliert dargestellt. Für zwei in der Praxis sehr wichtige Beispiele, kontinuierliche Fan-Out Elemente und geblazte Liniengitter, wurden neue Optimierungsalgorithmen entwickelt, die die Beschränkungen der Herstellung berücksichtigen. Sie liefern dadurch deutlich bessere Ergebnisse als herkömmliche Algorithmen und werden in Abschn. 2.2.2 vorgestellt.

Anhand einiger Beispiele (siehe hierzu auch Kap. 5), die in der Praxis wichtig sind, wird diskutiert, welche Präzision bei der Herstellung anzustreben ist und wie sich die wichtigsten Fehlerquellen auf die Qualität der Elemente auswirken. Aus der Komplexität dieser Zusammenhänge wird deutlich, warum nur sehr wenige brauchbare Lithographieanlagen existieren, obwohl die technischen Möglichkeiten prinzipiell vorhanden sind. Bisher bestehende Lithographieanlagen wurden weitgehend gemäß den aus der Mikroelektronik gewonnenen Erfahrungen aufgebaut. Es zeigt sich jedoch, daß dieses Konzept für die Herstellung qualitativ hochwertiger DOEs nicht am geeignetsten ist. Die Strukturanforderungen und deren Realisierung sind vielmehr stark voneinander abhängig. Aus diesem Grund wurde ein neuer Ansatz angegangen, der, ausgehend von den geforderten Strukturen und speziellen Struktureigenschaften, das Problem in umgekehrter Richtung löst. Erstmals wurden die an die DOEs gestellten Anforderungen und deren Eigenschaften der Konzeption einer Lithographieanlage zugrunde gelegt, d.h. das System wurde gerade so aufgebaut, daß es für die Herstellung von DOEs am geeignetsten ist. Die Bedeutung dieser Vorgehensweise wird besonders in Kap. 5 deutlich, denn die Konsequenz liegt nicht allein in einer besseren Darstellung der Strukturprofile und einer damit verbundenen besseren optischen Leistung. Vielmehr wurden viele der besprochenen Anwendungen dadurch überhaupt erst durchführbar.

Um eine mikroskopische Oberflächentopographie meßtechnisch zu erfassen wurde mit Unterstützung der Arbeitsgruppe *Optische Meßtechnik* ein Weißlichtinterferenz-Mikroskop aufgebaut und zum Einsatz gebracht. Mit diesem Instrument läßt sich die Mikrostruktur nicht nur lateral mit einer Auflösung von unter einem Mikrometer, sondern auch axial mit einer Auflösung von ca. 10 nm erfassen, was für die Vermessung kontinuierlicher DOEs und zur Optimierung des Herstellungsprozesses erforderlich war. Für das Weißlichtinterferenz-Mikroskop sind mehrere Meßmethoden implementiert und erprobt worden, deren Vor- und Nachteile anhand einiger Beispiele in Kap. 3 diskutiert werden.

2.1 Aufbau des Laserlithographiesystems

Die im folgenden beschriebenen Arbeiten wurden am in der Arbeitsgruppe vorhandenen selbstgebauten Lithographiesystem durchgeführt, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit, sowie der ihr vorangegangenen Diplomarbeit [24] entstanden ist und im Rahmen mehrerer Diplomarbeiten [25][26][27] stetig weiterentwickelt wurde. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 2.1 zu sehen.

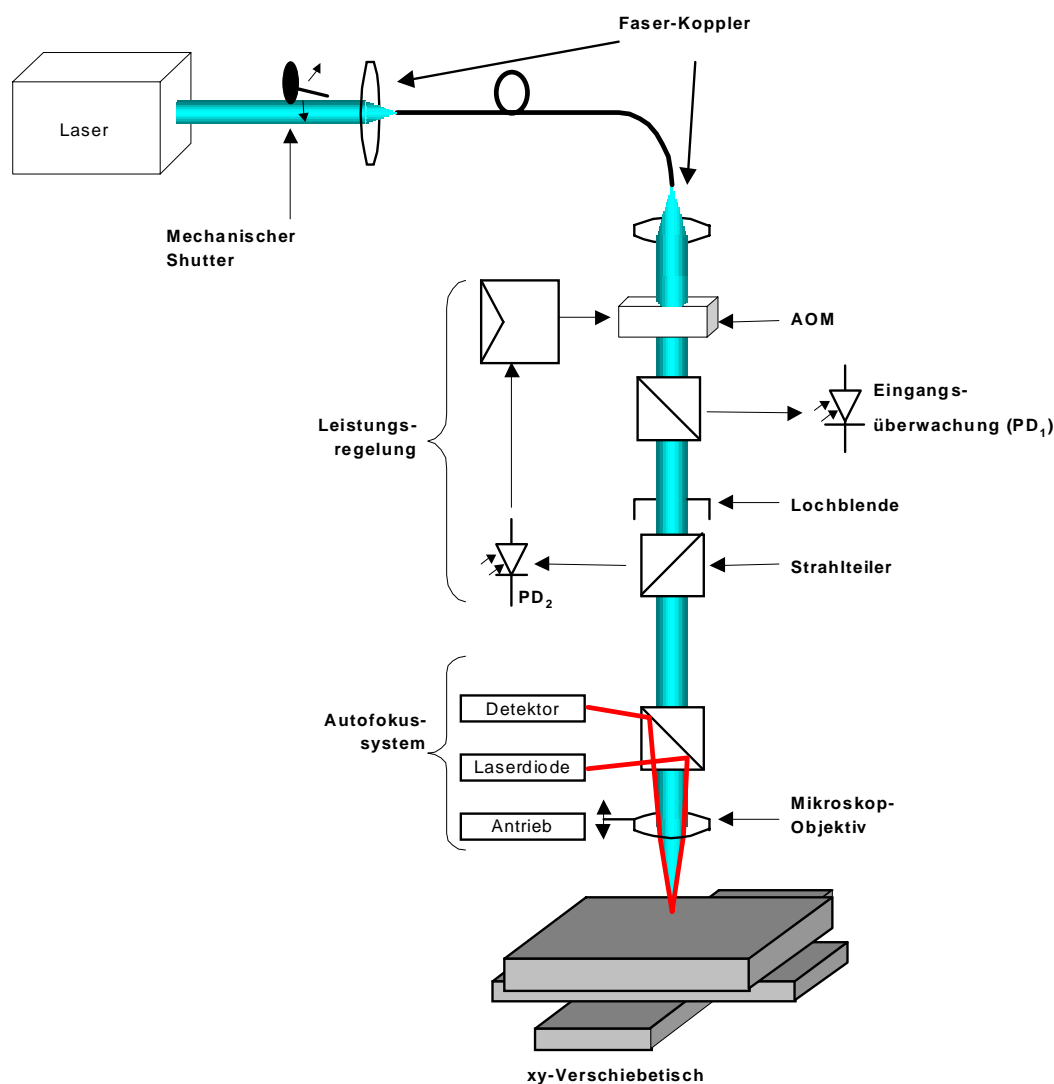


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Lithographiesystems

Ein mit Photoresist beschichtetes Substrat wird auf einem Verschiebetisch, dessen Schrittweite 20 nm beträgt, unter dem fokussierten Strahl eines Argon-Ionen Lasers hinwegbewegt. Eine schnelle Computersteuerung kontrolliert die Position der Verschiebeeinheit und

moduliert die Intensität des Laserstrahls. Die Fokussierung erfolgt mit einem Mikroskopobjektiv hoher Numerischer Apertur. Sofern nicht anders vermerkt, wurden die Experimente mit einer $N.A.=0.9$ durchgeführt.

Zur Belichtung wurde mit Wellenlängen von 488 nm und 458 nm gearbeitet. Das Laserlicht wurde in eine Monomodefaser eingekoppelt und an das System herangeführt. Die Modulation der Intensität erfolgte nach Auskopplung aus der Faser mit einem Akusto-Optischen Modulator (AOM), der je nach Justage und Ultraschallintensität einen gewissen Anteil des einfallenden Lichts in die erste Beugungsordnung beugt, die zum Belichten verwendet wurde. Zusätzlich wurde ein mechanischer Shutter eingebaut, um den Laserstrahl mit Schaltzeiten von typischerweise 20 ms vollständig zu unterbrechen. Der Zustand des Shutters kann über die Photodiode PD_1 (Abb. 2.1) kontrolliert werden. Nach dem Durchtritt durch die Lochblende wird mit Hilfe eines Strahlteilers ca. 1% des Lichtes ausgekoppelt und auf eine Photodiode (PD_2) geleitet. Damit konnte die tatsächliche Intensität des Strahls vor Eintritt in das Autofokussystem bestimmt werden. Der AOM wurde im späteren Aufbau des Systems nicht mehr direkt durch den Steuercomputer D-Space DS1102 angesprochen, sondern war Teil eines Regelkreises, den er in Verbindung mit der Photodiode PD_2 und dem elektronischen Regler bildete. Der Einsatz dieser Regelung war notwendig, um die Schreibintensität auch bei großen Strukturen zu stabilisieren und die Schreibparameter unabhängig vom Zustand der Fasereinkopplung, d.h. von der Intensität, die auf den AOM trifft, zu halten. Insbesondere für die Herstellung kontinuierlicher Reliefs, bei der die Intensitäten auf unter 1% konstant gehalten werden müssen, war dies von großer Bedeutung.

Um den Abstand Objektiv-Substrat konstant zu halten, kam ein kommerzielles Laser-Autofokussystem von Leica zum Einsatz, das für den Einsatz im Laserlithographiesystem umgebaut wurde.

2.1.1 Verknüpfung der Baugruppen

Intensitätsregelkreis

Das genaue und reproduzierbare Einstellen der gewünschten Intensität ist von fundamentaler Bedeutung für den Schreibprozess, insbesondere auch im Hinblick auf die Herstellung kontinuierlicher Strukturen. Schwankungen, die sich durch den Laser oder andere Einflüsse ergeben, mußten über einen Intensitätsregelkreis ausgeglichen werden. Der Regler wurde sowohl als reine Softwarelösung, als auch als autonom arbeitende elektronische Schaltung realisiert. Die Softwarelösung wurde später jedoch zugunsten der Hardwarelösung verworfen, da für die Bearbeitung von Bitmaps, bei denen die Intensität sehr schnell variiert werden muß, die Rechenleistung des Steuercomputers nicht ausreichte, um die Intensität hinreichend schnell zu messen und den AOM nachzusteuern.

Der Regler ist in ein Subtrahier- und ein PID-Glied aufgeteilt, die in Abb. 2.2 dargestellt sind. Der Subtrahierer berechnet die (invertierte) Differenz aus dem Vorgabewert (U_{soll}) und der gemessenen Intensität (U_{ist}). Der PID-Teil gibt eine Spannung $U_R = U_P + U_I + U_D$

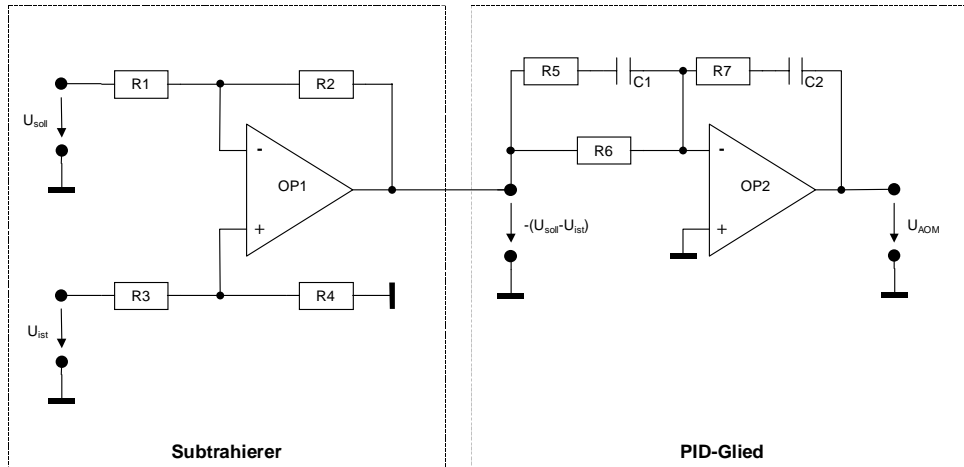


Abbildung 2.2: Vereinfachtes Schaltbild des Reglers

aus, welche proportional zur Summe aus drei getrennten Anteilen ist:

- $U_P = K_P(U_{soll} - U_{ist})$ ist (P-Glied).
- $U_I = K_I \int (U_{soll} - U_{ist}) dt$ ist (I-Glied).
- $U_D = K_D d/dt(U_{soll} - U_{ist})$ (D-Glied).

Durch geeignete Wahl der Koeffizienten K_P, K_I, K_D (sie berechnen sich aus den Werten der verwendeten Widerstände und Kapazitäten), ließ sich der Regler so abgleichen, daß das Zeitverhalten der Regelstrecke (AOM und Detektor) ausgeglichen und $(U_{soll} - U_{ist})$ auf null ausgegelt wurde. Dieser Abgleich erfolgte experimentell, wie in [30] angegeben.

Durch den Einsatz des Reglers wurde die Intensität des Laserstrahls, die in das Autofokussystem gelangt, auf den konstanten Wert geregelt, der vom Steuercomputer vorgegeben wurde. Wenn im folgenden von der Schreibintensität die Rede ist, so ist dies die vor Eintritt in das Autofokussystem mit der Photodiode PD_2 gemessene Intensität.

Autofokussystem

Das Autofokussystem, ein modifiziertes kommerzielles Modul vom Typ *Leica LAF*, arbeitet nach dem in Abb. 2.3 beschriebenen Lichtschnittverfahren. Der Meßstrahl wird von einer Ga-As Laserdiode geliefert, die bei einer Wellenlänge von 904 nm arbeitet, für die der verwendete Photolack unempfindlich ist. Ein Laserstrahl durchtritt das Objektiv außerhalb der optischen Achse, wird an der Substratoberfläche reflektiert und gelangt auf eine Differenzphotodiode. Befindet sich das Substrat im Fokus, so beleuchtet der reflektierte Strahl die Differenzdiode gleichmäßig und das Differenzsignal verschwindet. Verläßt das Substrat den Fokus, verändern sich die Beleuchtungsverhältnisse auf der Differenzdiode, so daß der

Abstand des Objektivs vom Substrat mit einem Motor nachgeführt wird, bis das Substrat wieder in den Fokus tritt und das Signal der Differenzdiode verschwindet.

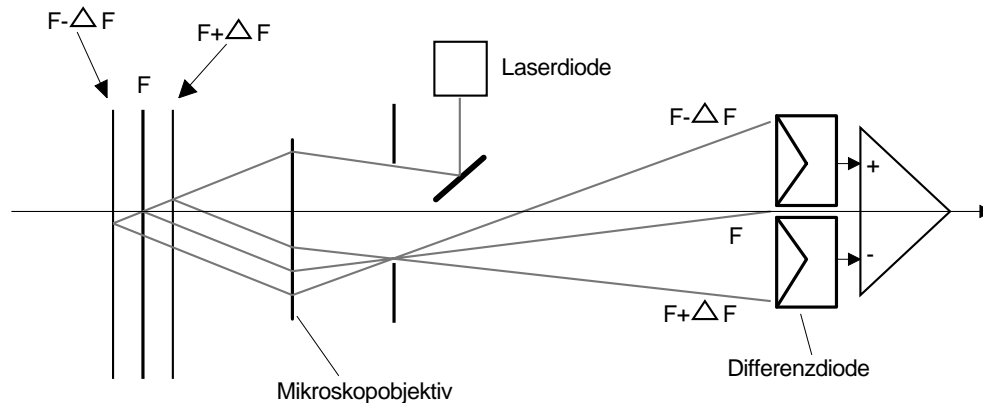


Abbildung 2.3: Strahlengang im Autofokussystem

Die Nachführung des Objektivs ist notwendig, da die Fokustiefe bei der blauen Schreibwellenlänge mit dem verwendeten Objektiv nur etwa $0.6 \mu\text{m}$ beträgt. Bereits eine geringfügige nicht plane Auflage des Substrats auf dem xy-Tisch, oder ein Keilfehler in der Substratform führt über die typischen Verfahrswege von 50 mm leicht aus dieser Toleranz heraus. Außerhalb des Fokus verändert sich der Durchmesser des Laserstrahls, so wie auch die Belichtungs-dosis, so daß andere Punktgrößen bzw. Linienbreiten in den geschriebenen Strukturen die Folge sind. In der Regel erreicht man bei guter Justage einen Schreibspot von etwa $0.7\text{-}0.8 \mu\text{m}$ Durchmesser, was der theoretischen Beugungsgrenze nach Rayleigh von $0.55 \mu\text{m}$ recht nahe kommt.

Die Pulsfrequenz der Halbleiterdiode beträgt 660 Hz. Damit ist das System bei den eingesetzten Geschwindigkeiten des xy-Verschiebetisches für den benötigten Ausgleich von Substratwelligkeiten und Keilfehlern schnell genug. Kurzzeitige Störungen (Mikrorauigkeiten) müssen nicht ausgeglichen werden, wenn sie deutlich unterhalb der Fokustiefe liegen. Diese Bedingung war bei den eingesetzten polierten Glassubstraten immer erfüllt.

xy-Verschiebetisch

Bei der Einheit zur präzisen Positionierung der Substrate während des Lithographieprozesses handelt es sich um einen luftgelagerten positions- und geschwindigkeitsgeregelten Verschiebetisch der Fa. *Dover Instruments Corp.* Der Antrieb erfolgt durch Linearmotoren, die Positionsbestimmung durch zwei optische Linearencoder LIP-402A der Fa. *Heidenhain*, deren Signal vom Controller des Verschiebetisches erfaßt wird. Dieser enthält einen PID-Regelkreis, welcher die Differenz von Soll- und Ist-Position auf null ausregelt. Durch Trimmen eines Parametersatzes ist der Regler zu optimieren, um Einflüssen wie Masse, Reibung und Temperatur Rechnung zu tragen. Bei der Abarbeitung von Bitmap-Strukturen wurde der Verschiebetisch auf maximale Beschleunigung und eine der Belichtungszeit angepaßte

Geschwindigkeit programmiert. Beim Betrieb im Vektormodus (siehe Abschn. 2.1.2) ist die Feinabstimmung des oben erwähnten Parametersatzes und der Beschleunigungsparameter von entscheidender Bedeutung und wird später diskutiert. Während des Anfahr- und Abbremsvorgangs wird keine Belichtung durchgeführt.

Der maximale Verfahrweg ist $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$, das Adressraster beträgt 20 nm . Der Fehler, der beim erneuten Auffinden einer zuvor angefahrenen Position gemacht wird, ist kleiner als 50 nm . Der hohe Aufwand der Luftlagerung ist erforderlich, da diese gewährleistet, daß es während der Bewegung in der Tischebene zu keiner Bewegung in z-Richtung kommt, die bei mechanisch gelagerten Verschiebetischen unvermeidbar ist (Höhenschlag) und das Autofokussystem aus dem Fangbereich werfen kann.

Zusammenspiel der Baugruppen

Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen das Lithographiesystem in der 3. Generation mit allen beschriebenen Baugruppen, Stand April 2002. Der verwendete Argon-Ionen Laser bei 458 nm ist räumlich getrennt untergebracht und nicht auf dem Bild zu sehen. Im Blockschaltbild (Abb. 2.6) ist dargestellt, wie der Intensitätsregler und die übrigen Komponenten in das System integriert sind.

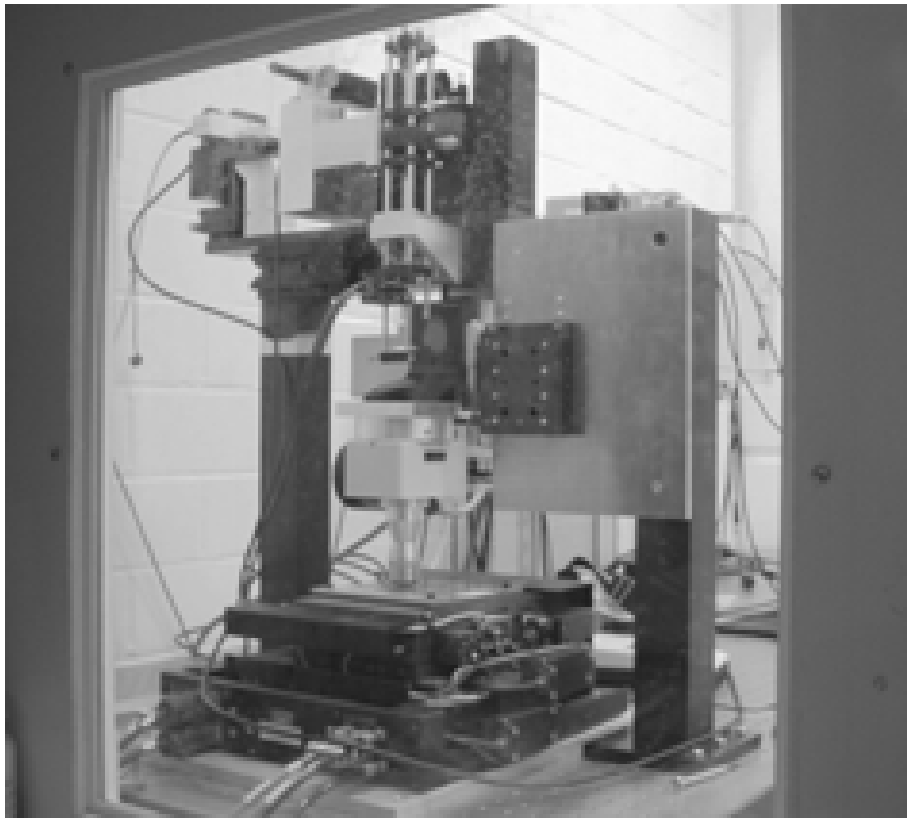


Abbildung 2.4: Das Laserlithographiesystem - Frontansicht



Abbildung 2.5: Das Laserlithographiesystem - Rückansicht

Das *Matlab*-Programm, welches auf einer *SUN Ultrasparc*-Workstation läuft, sendet die Datenpakete, das sind einzelne Zeilen eines Bitmaps, bzw. die Daten eines Vektors, an den Steuercomputer DS1102. Dieser steuert über eine serielle (RS 232) Schnittstelle den Controller des xy-Tisches und über die D/A-Wandler den Shutter und die Intensitätsregelung. Über die A/D-Wandler werden zu Überwachungszwecken die Intensitäten sowohl am Eingang (PD_1), als auch am Regler (PD_2) eingelesen. Eine tiefergehende Beschreibung des Zusammenspiels dieser Komponenten erfolgt in Abschn. 2.1.2, wenn von der Steuerung der Verschiebeeinheit die Rede ist.

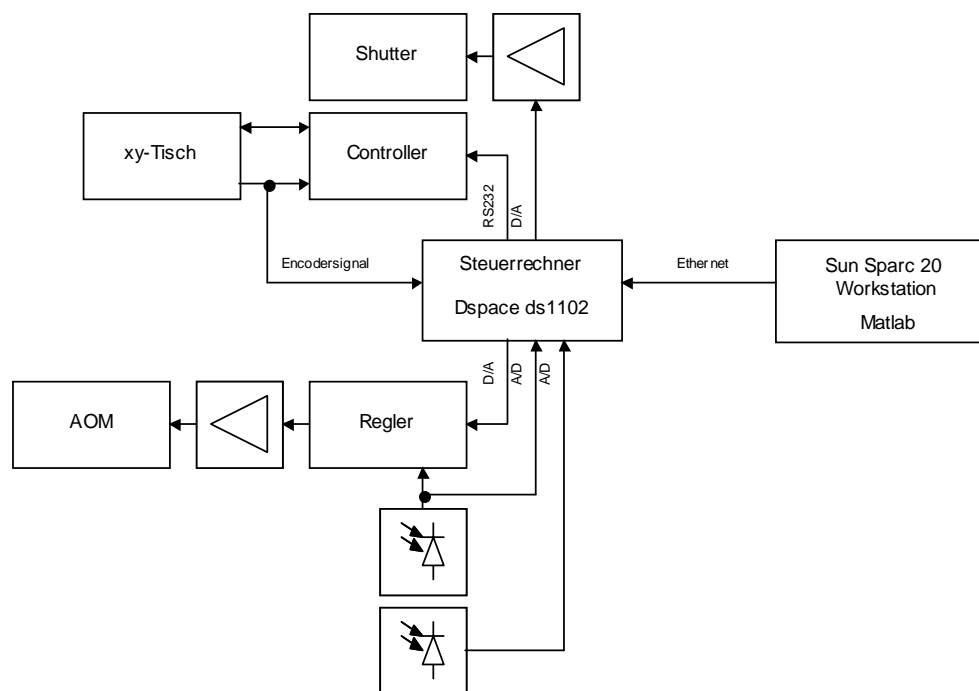


Abbildung 2.6: Verknüpfung einzelner Baugruppen

2.1.2 Schreibmodi

Repräsentation der Strukturgeometrie

Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten eine Geometrie darzustellen: als Matrix, bzw. Bitmap, oder vektoriell, d.h. als Ansammlung geometrischer Objekte, wie Strecken, Bogenlinien, etc. Bei der Matrixdarstellung wird die Geometrie, der gewünschten Auflösung entsprechend, in Pixel unterteilt. Im konkreten Fall wird ein Pixel durch den Fokus des Laserstrahls geformt, so daß dieses rund ist und etwa $0.8 \mu\text{m}$ Durchmesser hat. Daraus ergibt sich z.B. bei der Elektrodenstruktur für eine adaptive Linse (ADLC-Linse, siehe Abschn. 5.1.2) der Größe $40 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$, wie in Abb. 2.7 dargestellt, eine Datenmenge von rund $1,2 \times 10^9$ Bits, deren Bereitstellung bereits erhebliche Schwierigkeiten verursacht. In einer vektoriellen Darstellung zerfällt die gleiche Geometrie der gezeigten Struktur in lediglich 230 Linien und Bögen, die durch die jeweils erforderlichen Koordinaten und eine Breite definiert sind. Da mit dem Laserfokus jedoch nur Strichbreiten von etwa $0.8 \mu\text{m}$ bis $1.4 \mu\text{m}$ zu realisieren sind (Haarlinien), müssen breite Strukturen mit einer Vielzahl solcher Haarlinien ausgefüllt werden. Im vorliegenden Fall sind etwa 50000 solcher Haarlinien notwendig¹. Neben der geringeren Datenmenge verspricht die Vektordarstellung im Vergleich zur pixelierten Darstellung eine drastische Verkürzung der Schreibzeit, da nur die

¹Die Strichbreite wird allgemein auch als 'Critical Dimension' (CD) bezeichnet, sie ist Gegenstand von Abschnitt 2.1.2.

tatsächlich zu belichtenden Bereiche abgefahren werden müssen. Im diskutierten Beispiel kommt es zu einer Verkürzung der Schreibzeit um ca 70%.

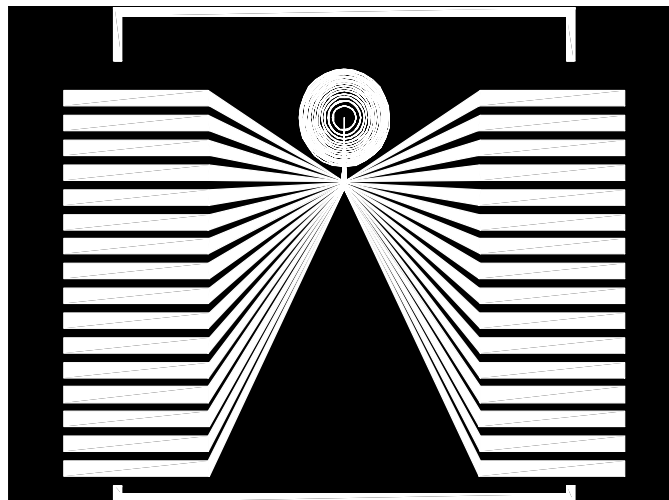


Abbildung 2.7: Layout einer Elektrodenstruktur mit Zuleitungen

Der bedeutendste Vorteil der Vektordarstellung ist jedoch die präzisere Wiedergabe der Geometrie und die bessere effektive Auflösung. Das heißt, sie gestattet die Ausnutzung der vollen Genauigkeit der Encoder des Verschiebetisches von 20 nm in x- und y-Richtung, während durch die Matrixdarstellung ein deutlich groberes Raster (etwa 1 μm) vorgegeben wird. Zum Vergleich sind in Abb. 2.8 und 2.9 Ausschnitte aus den inneren und äußeren Zonen einer diffraktiven Fresnellinse dargestellt. Deutlich ist die saubere Wiedergabe der Bögen in der Vektordarstellung zu erkennen. Insbesondere für Fresnellinsen und andere analytisch berechnete DOEs, deren Strukturen in der Regel aus Kurven mit geringer Krümmung bestehen, macht sich die präzisere Darstellung in der optischen Leistung bemerkbar. Bei Liniengittern bewirkt das feinere Positionsraster einen Zugewinn an Freiheitsgraden in der Herstellung. Periode, bzw. Linienbreite und Grabenbreite sind in der Vektordarstellung mit höherer Genauigkeit und unabhängig voneinander wählbar, da sie nicht an das vorgegebene Raster gebunden sind. Ihre minimalen Abmessungen unterliegen anderen physikalischen Einschränkungen, die in Abschn. 5.49 erläutert werden.

Aufgrund der deutlichen Vorteile einer vektoriellen Darstellung wurden Verfahren entwickelt, um diese auf dem Lithographiesystem zu implementieren.

Vektormodus

Umsetzung der Tischsteuerung Der Controller des xy-Tisches ist in der Lage vier Typen von Trajektorien abzufahren.

- Strecken

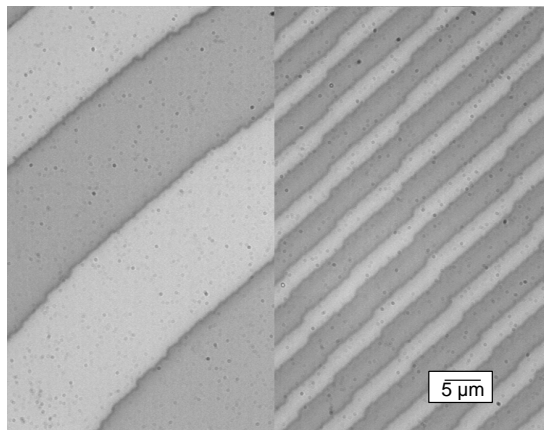


Abbildung 2.8: Pixelmodus

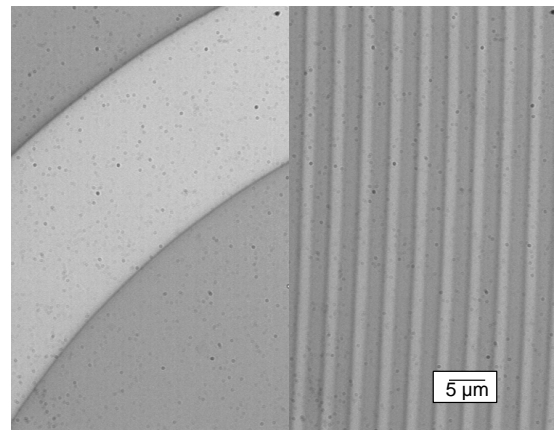


Abbildung 2.9: Vektormodus

- Kreisbögen im Uhrzeigersinn
- Kreisbögen gegen den Uhrzeigersinn
- Splinekurven im (x,y,t) -Raum.

Die ersten drei Typen sind ausreichend, um die anfallenden Geometrien zu verarbeiten. Die Realisierung dieser Typen wird im folgenden in Form einer Ablaufsteuerung diskutiert.

Strecken Um eine Strecke von Punkt P_1 nach P_2 zu schreiben, wird diese nach vorne und nach hinten um ein Stück verlängert (Abb. 2.10).

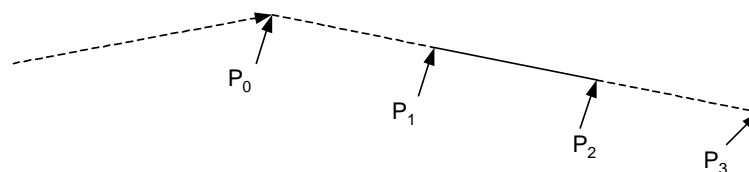


Abbildung 2.10: Strecken müssen in beide Richtungen verlängert werden.

Zeitlich gesehen laufen dabei die Abb. 2.11 dargestellten Operationen ab:

1. Der Tisch wird zum Punkt P_0 gefahren und dort gestoppt.
2. Es wird eine Bewegung nach P_3 gestartet. Sobald festgestellt ist, daß der Tisch in Bewegung ist (ca. 10 ms nachdem der Befehl abgesetzt wurde), wird der Shutter geöffnet. Das dauert etwa 20 ms.
3. Während der Tisch sich zwischen den Punkten P_1 und P_2 befindet, wird der AOM eingeschaltet und der Photoresist belichtet. Nach Überschreiten von P_2 wird der AOM ausgeschaltet und der Shutter geschlossen. Letzterer benötigt dafür etwa 20 ms.

4. Nachdem über die Photozelle PD_2 verifiziert ist, daß der Shutter tatsächlich geschlossen ist, wird die Bewegung noch vor Erreichen von P_3 abgebrochen, um Zeit zu sparen. Danach kann der nächste Vektor abgearbeitet werden.

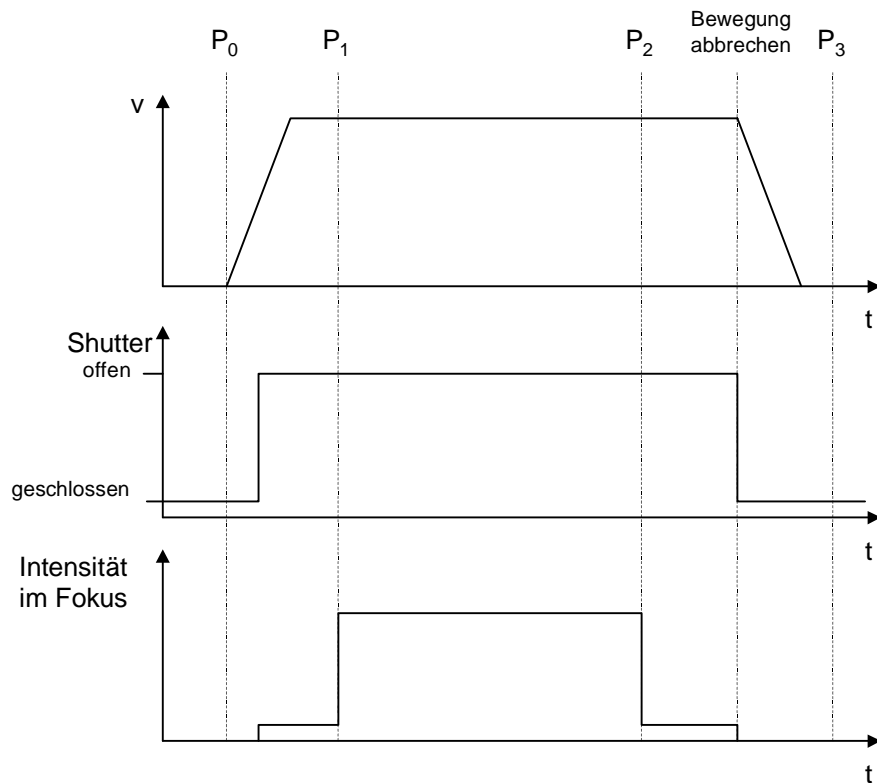


Abbildung 2.11: Zeitlicher Ablauf eines Schreibvorgangs

Dieser komplizierte Ablauf ist notwendig, um zwei Effekte zu unterdrücken. Der AOM läßt auch im ausgeschalteten Zustand ausreichend Licht hindurch (einige μW), um den Resist auch bei Stillstand des Tisches zu belichten. Auf die genannte Weise wird sichergestellt, daß der Shutter nur bei bewegtem Tisch geöffnet ist. Die Folgen eines fehlenden Shutters kann man in Abb. 2.12 betrachten. Ein ähnliches Problem verursacht die endliche Beschleunigung des Tisches. Bis er seine Endgeschwindigkeit erreicht, wird der Resist mit einer höheren Dosis als gewünscht belichtet. Die Folge sind die in Abb. 2.13 wiedergegebenen keulenförmigen Ausbauchungen der Linienenden.

Kreisbögen Die gleiche Strategie wie bei Strecken wird auch bei Kreisbögen angewandt. Der Bogen wird um zwei tangential angesetzte Strecken erweitert (Abb. 2.14). Der Controller gestaltet den Übergang von der Strecke auf den Bogen und umgekehrt stetig und mit konstanter Geschwindigkeit, so daß keine Probleme mit verbreiterten Linienenden auftreten.

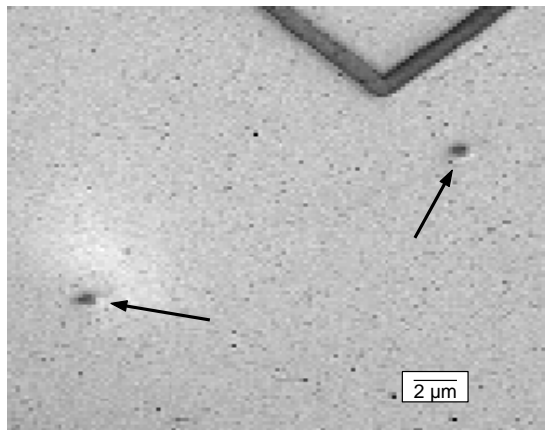


Abbildung 2.12: Deaktivierter Shutter: Einbelichtete Löcher bei Stillstand des Tisches

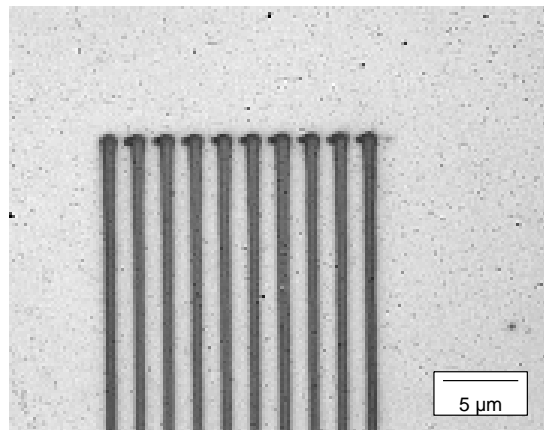


Abbildung 2.13: Fehlende Anlaufstrecke: Verbreiterung der Linienenden bei unzureichender Geschwindigkeit.

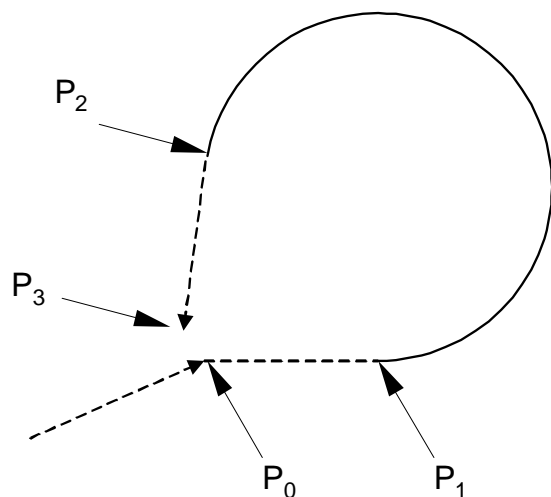


Abbildung 2.14: Anlaufstrecken beim Schreiben von Kreisbögen.

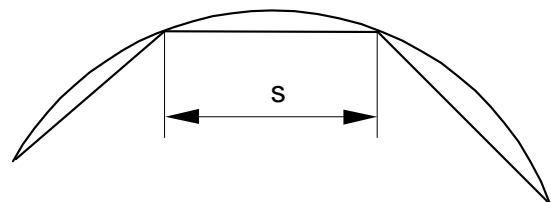


Abbildung 2.15: Approximation von Kreisbögen

Positionsregelung In diesem Zusammenhang war zunächst zu klären, ob der xy-Tisch überhaupt in der Lage ist Kreisbögen und nicht achsenparallele Linien mit der erforderlichen Genauigkeit abzufahren. Die im Controller des Tisches implementierten Algorithmen enthalten einen PID-Regelkreis, der die Aufgabe hat, die Abweichung der Tischposition (x, y, t) von der vorgegebenen Trajektorie auf null auszuregulieren. Dies hat den Vorteil, daß auftretende Störungen automatisch und schnell ausgeglichen werden, sofern die Regelparameter optimal eingestellt sind. Daß dies von Bedeutung ist, zeigt Abb. 2.16. Dargestellt ist die Sprungantwort des Regelkreises, d.h. der zeitliche Verlauf der Position einer Koordinate als Reaktion auf eine sprunghafte Änderung der gewünschten Position. Bei optimaler

Einstellung der Regelparameter wird die Sollposition ohne starkes Überspringen und ohne bleibende Regelabweichung eingenommen. Bei schlechter Auswahl der Regelparameter erhält man eine anhaltende Schwingung, Überspringen und eine (auch im Mittel) nicht verschwindende Regelabweichung.

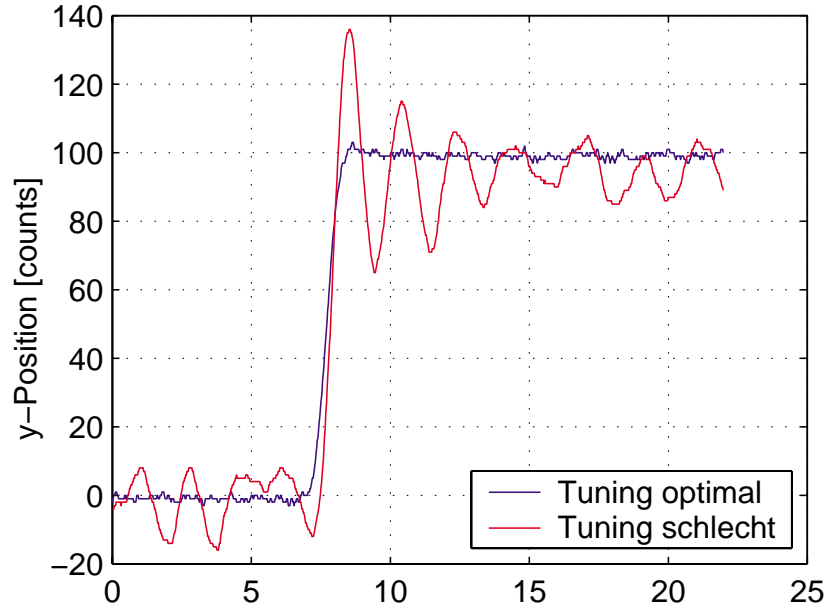


Abbildung 2.16: Sprungantwort des PID-Positionsreglers. Geradlinige Bewegung von 100 counts=2 μm ; Geschwindigkeit 100 counts/ms

Im Fall von Strecken ist daher im Prinzip eine Genauigkeit im Bereich der Auflösung der Encoder von 20 nm erreichbar. Kreisbögen hingegen werden durch ein Polygon approximiert (Abb. 2.15). Die Sehnenlänge s bestimmt sich aus der Geschwindigkeit der Tischbewegung und einer Segmentationszeitkonstante² τ . D.h. in Abständen von τ wird eine neue Position berechnet und vom Tisch angefahren. Offensichtlich führt das bei Bögen mit kleinen Radien und hohen Geschwindigkeiten zu Problemen. Um das zu untersuchen, wurden Kreise mit unterschiedlichen Parametertupeln (t , v , R) abgefahren und dabei die reale Tischposition über die Encoder ausgelesen. Anschließend wurden jene Tupel verworfen, bei denen die maximale Abweichung ε vom idealen Kreis größer als $\varepsilon_{\text{max}}=5$ counts (100 nm) ist. Gesucht ist die maximale Geschwindigkeit bei gegebenem Radius $v_{\text{max}}(R)$ (Abb. 2.17). Erwartungsgemäß steigt v_{max} , wenn die Segmentierungszeit verkleinert wird. τ wird nach unten durch die Rechenleistung des Controllers begrenzt. Die in Abb. 2.17 mit durchgezogener Linie dargestellten Graphen zeigen die mit $v_{\text{max}} = \sqrt{a_{\text{max}} R}$ gefitteten Meßwerte. Offensichtlich ist die Radialbeschleunigung a_{max} der einzig relevante Parameter und kann aus dem Diagramm abgelesen werden.

²move segmentation time, durch die Systemvariable I13 repräsentiert. [52]

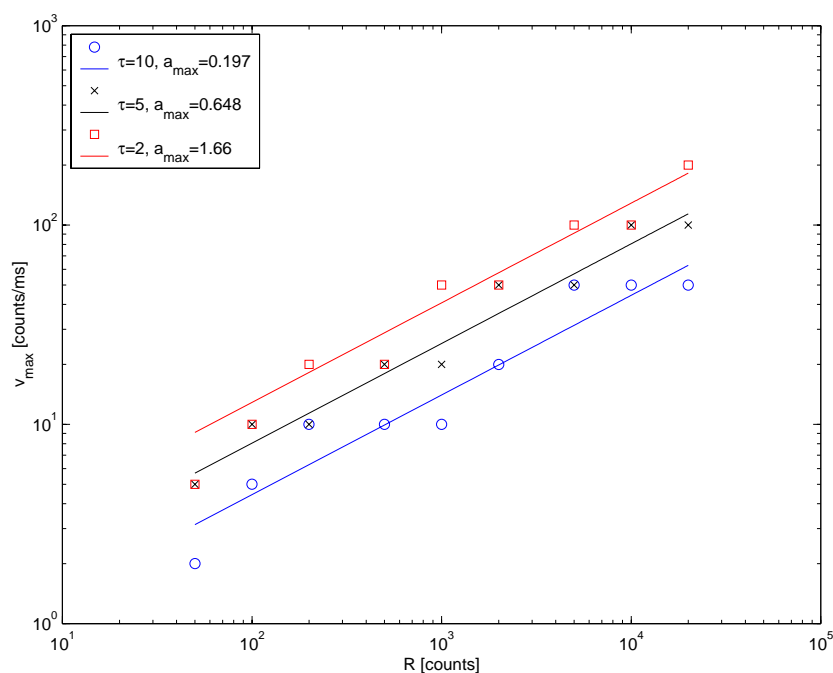


Abbildung 2.17: Bestimmung der maximalen Radialbeschleunigung. τ ist der Wert der Systemvariablen I13

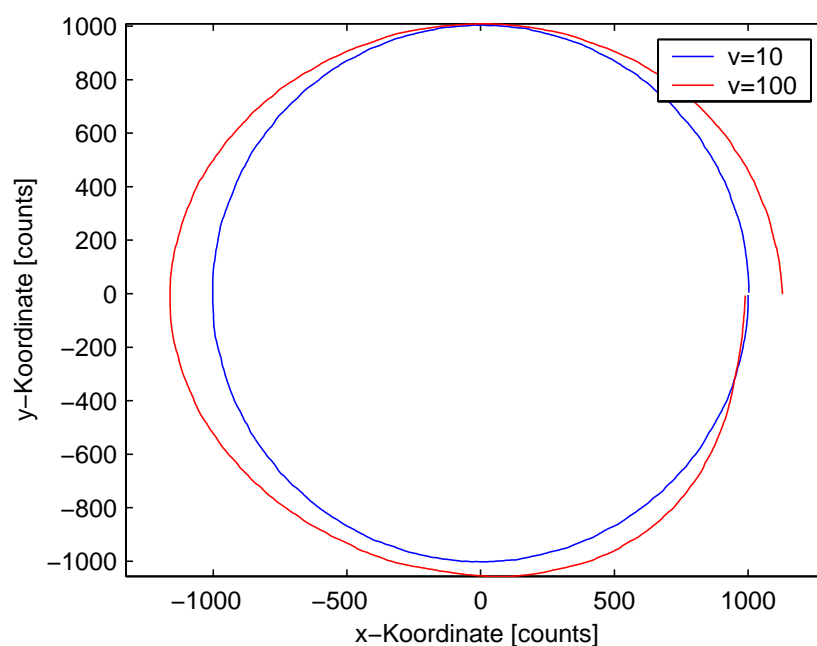


Abbildung 2.18: Folgen nicht angepaßter Geschwindigkeit beim Schreiben von Kreisen. Parameter: $\tau = 2, R = 1000$ counts ($20 \mu\text{m}$)

Im Hinblick auf die Tischsteuerung wird dies berücksichtigt, indem die Geschwindigkeit angepaßt wird, so daß die Radialbeschleunigung unter dem Grenzwert bleibt. Entsprechend wird die Belichtungsintensität verringert, so daß der Resist die vom Benutzer gewählte Dosis erhält. Die Auswirkung nicht angepaßter Geschwindigkeit zeigt Abb. 2.18.

Linienbreite und Kritische Dimension Die Kontrolle der Linienbreiten beim Schreibprozeß ist essentiell für effiziente Herstellung einwandfreier Strukturen. Wie bereits erwähnt, müssen flächige Strukturen durch mehrere Haarlinien ausgefüllt werden. Wird der Abstand der Haarlinien zu klein gewählt, so geht unnötig Zeit verloren. Bei zu großem Abstand wird die Fläche nicht vollständig ausgefüllt. Um die Einflüsse der Prozeßparameter Resistdicke, Schreibgeschwindigkeit und Intensität auf die Linienbreite zu untersuchen wurden CD-Tests durchgeführt. In der Lithographie versteht man unter Kritischer Dimension ('critical dimension', CD) eine Strukturgeometrie, deren Abmessungen man über den gesamten Lithographieprozeß kontrolliert.

Über die Dosis, die der Photoresist erhält, läßt sich die Linienbreite in engen Grenzen einstellen. Um die Linienbreite messen zu können, wurde die in Abb. 2.19 gezeigte Teststruktur erdacht: Sie ist dem Siemensstern ähnlich und besteht aus zwölf Linien. Mit 3 mm

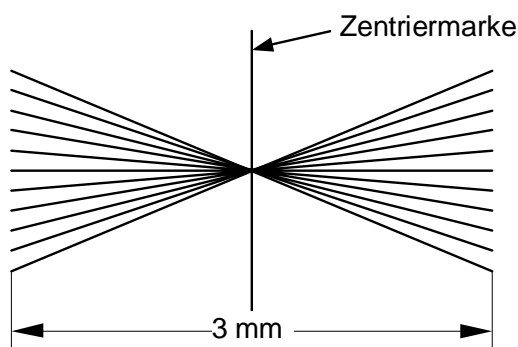


Abbildung 2.19: CD-Teststruktur

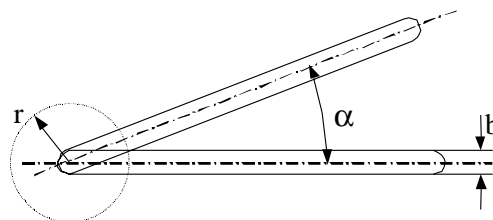


Abbildung 2.20: Messen der Linienbreite

Länge ist sie groß genug, um sie sowohl mit bloßem Auge, als auch unter dem Mikroskop leicht wiederfinden zu können. Die Linien schneiden sich unter einem definierten Winkel von 2° . Unter dem Mikroskop wird der Abstand r zwischen dem Schnittpunkt der Linien und dem Punkt, bis zu dem die Linien verschmelzen unter dem Mikroskop mit einem Okularmikrometer gemessen (Abb. 2.20). Die Linienbreite b ergibt sich zu

$$b = 2r \tan \frac{\alpha}{2}$$

Ferner lassen sich auf einen Blick drei Situationen unterscheiden, die in den folgenden Abbildungen gezeigt sind: In Abb. 2.21 ist die Dosis zu niedrig. Sie reicht nicht aus, um einzeln stehende Linien bis auf den Grund des Substrats durchzubelichten. Die Folge ist ein Übergangsbereich zwischen dem durchbelichteten Bereich und den einzeln stehenden

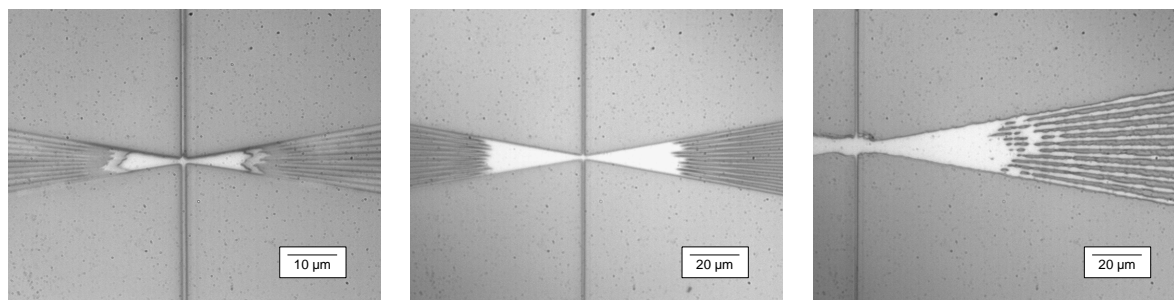


Abbildung 2.21: CD-Teststruktur, Dosis gering
 Abbildung 2.22: Dosis zu zulässigen Bereich
 Abbildung 2.23: Dosis zu hoch

Linien, der leicht auszumachen ist. In Abb. 2.22 ist die Dosis im zulässigen Bereich. Einzeln stehende Linien sind voll durchbelichtet und verschmelzen abrupt miteinander, während in Abb. 2.23 die Dosis zu hoch ist. Es kommt zum 'Ausblühen' des Photoresists.

Die gemessenen Daten, die im folgenden diskutiert werden sollen, sind an einem Chrom-Substrat mit einer $0.5\ \mu\text{m}$ starken Schicht S1805 Photoresist gewonnen worden. Diese Schichtdicke hat sich für Chrommasken als Standardwert etabliert. Die CD-Teststruktur wurde nun mit unterschiedlichen Kombinationen aus Tischgeschwindigkeit v und Schreibintensität P geschrieben und die Linienbreite ausgewertet (Abb. 2.24). Die Tab. 2.1 zeigt die Linienbreiten in counts (20 nm) als Funktion von P und v . Bei mit a gekennzeichneten Werten ist die Dosis zu gering, bei mit b gekennzeichneten Werten ist sie zu hoch.

$v\ [\text{counts/ms}]$ $P\ [\text{mW}]$	80	120	150	200	250
0,5	25	20 ^a	19 ^a	13 ^a	10 ^a
1,0	35	33	33	30	27
1,5	40	38	38	35	32
2,0	45	40	43	38	36
2,5	80 ^b	95 ^b	70 ^b	60 ^b	45 ^b
3,0	90 ^b	70 ^b	70 ^b	100 ^b	80 ^b

Tabelle 2.1: Gemessene Linienbreiten in counts (20 nm)

Bemerkenswert an diesen Daten ist zunächst, daß die Fälle, in denen der Resist ausblüht nicht nur von der Dosis, sondern vor allem von der Intensität abhängen. Die Ursache für diese Nichtlinearität liegt darin, daß der belichtete Resist ein anderes Absorptionsverhalten aufweist als unbelichteter [50]. In Verbindung mit dem von der Chromoberfläche reflektierten Licht entsteht so dieses zunächst eigenartig erscheinende Verhalten. In diesem Zusammenhang sei auch erwähnt, daß das gleiche Experiment auf Glas, zumindest im untersuchten Parameterbereich kein Ausblühen zeigt. Die Reflexion von der Grenzschicht

zwischen Resist und Glas beträgt wegen des geringen Brechzahlunterschieds zwischen Resist und Substrat ($\Delta n \approx 0.1$) nur etwa 0,1%, die Reflexion von der Chromoberfläche hingegen ca. 60%. Für die übrigen Werte ist die Antwort des Resists im wesentlichen eine Funktion der Dosis $D_{eff} = P/v$.

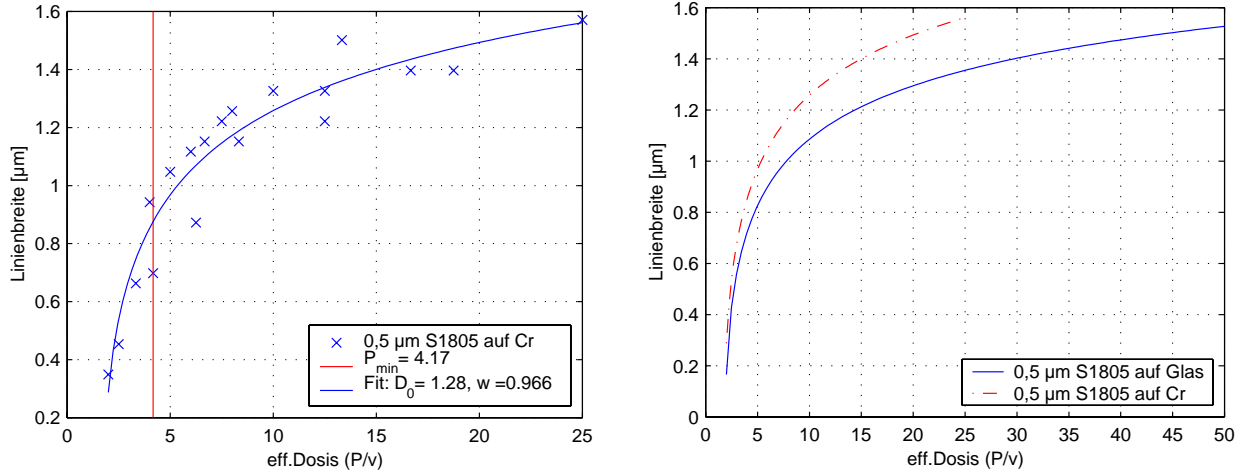


Abbildung 2.24: Effektive Dosis vs. Linienbreite

Die vertikale Linie in Abb. 2.24 markiert die minimale Dosis, die notwendig ist, um den Resist als alleinstehende Linie durchzubelichten. Bei den gefitteten Graphen wurde von der Annahme ausgegangen, daß die Dosis senkrecht zur Schreibrichtung ein Gaussprofil mit der Halbwertsbreite $2w$ besitzt:

$$D(x) = D_{eff} \frac{\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}}}{w} e^{-\frac{x^2}{w^2} \ln(2)} \quad (2.1)$$

Der Resist sei durchbelichtet, wenn die Dosis zwischen zwei Linien, die gerade eine Linienbreite b voneinander entfernt sind, einen Schwellwert D_0 erreicht hat (Abb. 2.25):

$$D_0 \leq D(0) = 2D_{eff} \frac{\sqrt{\ln(2)/\pi}}{w} e^{\frac{(b/2)^2}{w^2} \ln(2)} \quad (2.2)$$

$$b \leq 2w \sqrt{\frac{\ln\left(\frac{2D_{eff} \sqrt{\ln(2)/\pi}}{D_0 w}\right)}{\ln(2)}} \quad (2.3)$$

Die gefitteten Kurven liefern zwei Fitparameter: Die Halbwertsbreite $2w$ und die Sättigungsdosis D_0 .

	Chrom	Glas
D_0	4,28	5,13
w	0,40	0,35

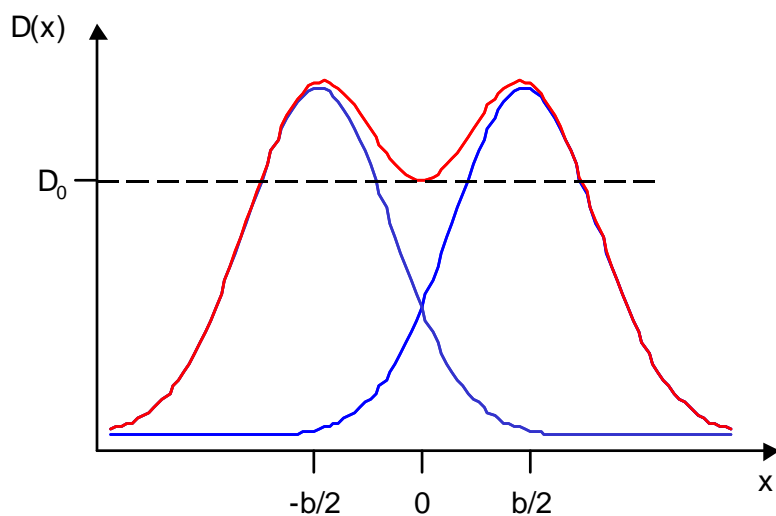


Abbildung 2.25: Entstehung der Linienbreite.

Es ist plausibel, daß die Reflektivität der Chromoberfläche D_0 absenkt und w anhebt, gegenüber den Messungen auf dem Glassubstrat. Es kann angenommen werden, daß der Durchmesser des Laserfokus in guter Näherung gleich $2w$ ist³. Die Auswertung der Teststruktur stellt folglich eine einfache Methode dar, einen Fokus zu vermessen. Allerdings wäre die Genauigkeit dieser Methode mit etablierten Verfahren zu überprüfen.

³Es sei daran erinnert, daß die Dosis $D_{eff} = P/v$ beliebige Einheiten trägt.

2.2 Laserlithographie in der Diffraktiven Optik

Die Hauptanwendung des Lithographiesystems im Rahmen dieser Arbeit ist die Herstellung von Photoresiststrukturen zur Phasenmodulation, die Herstellung Diffraktiver Optischer Elemente. Da die Aspekte der Berechnungsmethoden eng mit Aspekten der Herstellbarkeit verknüpft sind, können diese nur zum Teil separat behandelt werden, weshalb z.T. auch in diesem Abschnitt auf die entsprechenden Algorithmen eingegangen wird.

Der Herstellungsprozeß für DOEs beinhaltet die folgenden Schritte:

1. Beschichtung des Substrats mit Photoresist

- Auf das Glassubstrat wird im Spin-Coating Verfahren eine Photoresistschicht aufgebracht, deren Dicke durch die Wahl des Photoresists (bzw. dessen Viskosität) und die Umdrehungszahl eingestellt werden kann.
- In einem 30 Minuten dauernden Backvorgang (Softbake) bei ca. 85°C wird dem Photoresist Lösungsmittel entzogen.

2. Strukturierung durch Laserbelichtung

- Die gewünschte Struktur wird mit der Lithographieanlage in den Photoresist einbelichtet.
- Es besteht die Auswahl zwischen pixelierter und vektorieller Darstellung der Strukturgeometrie.
- Parameter wie Belichtungsstärke, Spotgröße und Verfahrensgeschwindigkeit bestimmen die eingestrahlte Dosis.

3. Photolack entwickeln

- Das belichtete Substrat wird entwickelt. Der Abtrag des Photoresists ist dabei um so stärker, je höher die Belichtungs-dosis an der Stelle war.
- Parameter wie Entwicklungszeit und -temperatur müssen sehr genau eingehalten werden.
- Nach dem Entwickeln erfolgt ein 60 Minuten dauernder Backvorgang bei ca. 105°C. Dabei entweicht das restliche Lösungsmittel. Durch Polymerisation erfolgt eine Härtung der Struktur.

4. Reaktives Ionenstrahlätzen

- Zur Übertragung der Photolackstruktur in das darunterliegende Quarzglas wird ein Ätzprozeß durchgeführt.
- Die in Quarzglas übertragene Struktur ist sehr stabil gegen Umwelteinflüsse und kann sehr hohen Intensitäten standhalten.

Das Reaktive Ionenstrahlätzen, das im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls untersucht wurde und in Abschn. 2.4.2 beschrieben wird, stellt einen optionalen Schritt dar, der in den meisten in dieser Arbeit gezeigten Fällen jedoch nicht erforderlich war, da es sich um die Herstellung von Labormustern handelte.

Für die Herstellung binärer DOEs (Abb. 2.26) muß der Strahl nur hell/dunkel moduliert werden. Binäre DOEs zeichnen sich durch den robusten Herstellungsprozeß aus, sowie dessen relative Unabhängigkeit von Parametern wie Entwicklungszeit und Temperatur. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Reihe binärer Elemente hergestellt (siehe Abschnitte 2.2.3, 5.49, 5.2), die sich durchweg durch steile Flanken und scharfe Übergänge auszeichneten. Da die Übergänge für die Beugungswinkel verantwortlich sind, konnten diese sehr genau eingestellt werden. Den genannten Vorteilen steht der gravierende Nachteil gegenüber, daß mit binären Elementen theoretisch Beugungswirkungsgrade von maximal 40.5% (siehe Abschn. 2.2.2) in der ersten Beugungsordnung erreichbar sind.

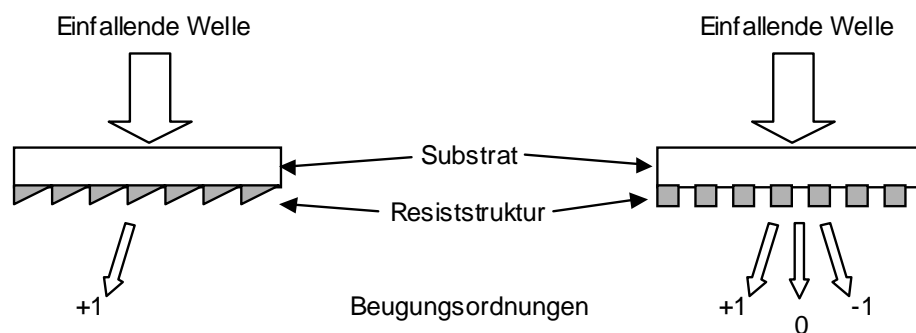


Abbildung 2.26: Geblatztes (links) und binäres (rechts) Gitter

Kontinuierliche DOEs (Abb. 2.26) bieten demgegenüber den Vorteil von Beugungswirkungsgraden von bis zu 100%. Dies wird jedoch durch einen enormen Herstellungsaufwand erkauft. Die auf den ersten Blick einfache erscheinende kontinuierliche Modulation der Schreibintensität offenbart ihre Komplexität erst beim Betrachten des Gesamtprozesses in Verbindung mit den Materialeigenschaften und den äußeren Einflüssen. Die Modulation der Schreibintensität wird durch Variation der Spannung am AOM erreicht. Der Zusammenhang dieser beiden Größen ist jedoch nicht linear, so daß eine Kalibration notwendig war. Zusätzlich wurden Regelkreise entworfen, die sowohl als Softwarelösung, als auch als Hardwarelösung implementiert wurden (siehe Abschn. 2.1.1), um die Schreibintensität während des gesamten Prozesses auf deutlich unter 1% konstant halten. Es ist zu berücksichtigen, daß der Schreibspot einen endlichen Durchmesser und eine gaussförmige Intensitätsverteilung hat. Die sich hieraus ergebenden Konsequenzen waren Gegenstand eingehender Untersuchungen und sind in Abschn. 2.2.2 dargestellt. Der Abtrag des Photoresists in Abhängigkeit der eingestrahnten Dosis ist zudem keine lineare Funktion. Diese Kalibration mußte für unterschiedliche Photoresist- und Substratmaterialien, sowie für verschiedene Schichtdicken, separat durchgeführt werden. Die so ermittelten Werte sind darüberhinaus natürlich nur für gleiche Bedingungen beim Entwickeln gültig. Hier sind

die Entwicklungszeit ebenso wie die Entwicklertemperatur äußerst kritische Parameter. Im Rahmen einer betreuten Diplomarbeit [27] wurde eine Anlage konzipiert und gebaut, um den Entwicklungsprozeß reproduzierbar durchführen zu können. Zusätzliche Einflüsse ergeben sich durch die mechanische Bewegung der x-y Positioniereinheit. Geringste Gleichlaufschwankungen in deren Geschwindigkeit, ebenso wie geringste Positionierfehler, äußern sich als Dosismodulation und können die Struktur verfälschen, oder sogar unbrauchbar machen. Hierfür wurden die in der Software der Verschiebeeinheit implementierten Regelkreise für die Positions- und Geschwindigkeitsregelung bestmöglich abgestimmt. In einer Vielzahl von Meßreihen wurde versucht, die optimalen Parameter für die Herstellung kontinuierlicher DOEs zu finden. Dieser Optimierungsprozeß wird im folgenden beschrieben. Details und Meßreihen sind in [26] und [27] zu finden.

Ergänzend zu der Optimierung der genannten Faktoren wurden Algorithmen entworfen, um schon bei der Berechnung des Phasenprofils dafür zu sorgen, daß dieses später gut herstellbar ist. Bei der Berechnung von Fan-Out Elementen wurden Eigenschaften der Struktur, die aufgrund der endlichen Größe des Schreibspots nicht herstellbar sind, im Iterationsprozeß herausgefiltert. In Kap. 4 wird bei der Diskussion der einzelnen Berechnungsverfahren darauf eingegangen, welche Probleme sie bei der Herstellung verursachen und welche Konsequenzen dadurch in Kauf genommen werden müssen. Dabei wird deutlich, wie wichtig die Abstimmung von Berechnung und Herstellung ist; sowohl bei binären, insbesondere aber auch bei kontinuierlichen DOEs.

2.2.1 Phasenmodulation durch mikrostrukturierte Oberflächen

Die Phasenfunktion $\phi(x, y)$ eines DOEs kann mit einem der in Kap. 4 beschriebenen Verfahren berechnet werden. Für die Herstellung wird die Phasenfunktion auf einen Bereich von unter 4π oder unter 2π reduziert. Letztere Möglichkeit wird in der folgenden Gleichung beschrieben.

$$\psi(x, y) = [\phi(x, y) + \varphi_0] \bmod(2\pi) \quad (2.4)$$

Um der einfallenden ebenen Welle einen Phasenhub von $\psi(x, y)$ aufzuprägen, muß die Höhe h der Resistschicht wie folgt gewählt werden:

$$h(x, y) = \frac{\psi(x, y)\lambda}{2\pi(n - 1)} \quad (2.5)$$

Der Brechungsindex n des Photoresists kann dafür anhand seiner Dispersionskurve (Abb. 2.27) ermittelt werden.

Im folgenden soll die Problematik von DOEs mit kontinuierlichem Oberflächenprofil im Vergleich zu solchen mit binärem Profil vertieft werden. Dazu werden anhand zweier DOEs, eines 5×1 -Fan-Out Elements und eines mit dem IFTA-Algorithmus berechneten Strahlformungselements, folgende Punkte diskutiert:

- Das Prinzip der Herstellung

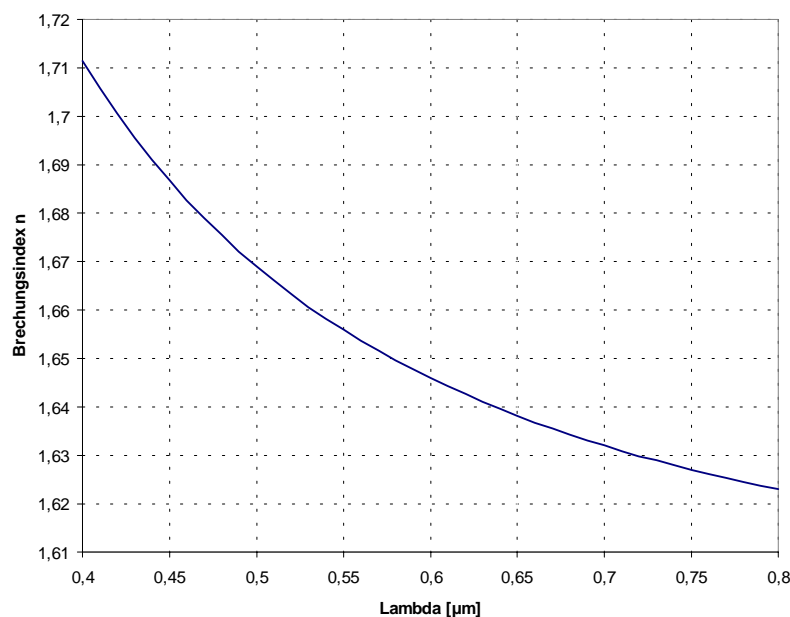


Abbildung 2.27: Dispersionskurve für Photoresist der S1800-Serie

- Vorteile von kontinuierlichen DOEs
- Designverfahren zur Berechnung von binären DOEs müssen gegebenenfalls angepaßt werden, um auf kontinuierliche DOEs angewandt werden zu können.
- Mögliche Fehlerquellen sollen identifiziert und analysiert werden, um Toleranzen für den Herstellungsprozeß zu liefern.
- Die hergestellten Elemente werden charakterisiert und verglichen.

2.2.2 Herstellung kontinuierlicher Resistprofile

Eine wichtige Eigenschaft eines Photoresists kann durch seine Kontrastkurve (Kontrast: γ) beschrieben werden. Sie beschreibt die verbleibende Dicke eines gleichmäßig belichteten Resists als Funktion der Belichtungs-dosis $D = Pt/A$. Idealisierte Kontrastkurven für Positiv- und Negativresists sind in Abb. 2.28 wiedergegeben und können wie folgt beschrieben werden.

$$\gamma = \frac{1}{\log_{10} \frac{D_{100}}{D_0}} \quad (2.6)$$

Hierbei ist D_{100} die Dosis, oberhalb derer der Resist gerade beginnt beim Entwickeln abgetragen zu werden. Bei der Dosis D_0 wird der Resist vollständig entfernt. D_0 ist dabei abhängig von der Schichtdicke. Die Form der Kontrastkurve ist stark abhängig von der

Prozeßführung beim Entwickeln. Während man für binäre Strukturen einen starken Kontrast bevorzugt, ist für die Herstellung kontinuierlicher Reliefs eine flache Kontrastkurve, d.h. geringer Kontrast wünschenswert. Letzteres kann durch Wahl eines anderen Entwicklers oder auch durch stärkere Verdünnung des Entwicklers erreicht werden. Als gut geeignet für die gestellten Anforderungen haben sich Photoresists der Microposit Serie S1800 erwiesen. In Verbindung mit dem Entwickler AZ 303 in einer Verdünnung von ca. 1:10 kam er für kontinuierliche Strukturen zum Einsatz. Für binäre Strukturen konnte der gleiche Photolack, allerdings mit dem Entwickler MF 319 oder MF 321, in unverdünnter Form, verwendet werden. Für Photoresist der Serie S1800 gibt der Hersteller einen Kontrast von $\gamma=2.3$ an (Abb. 2.29). Möchte man ein bestimmtes Resistprofil erhalten, ist es notwendig, die Dosis,

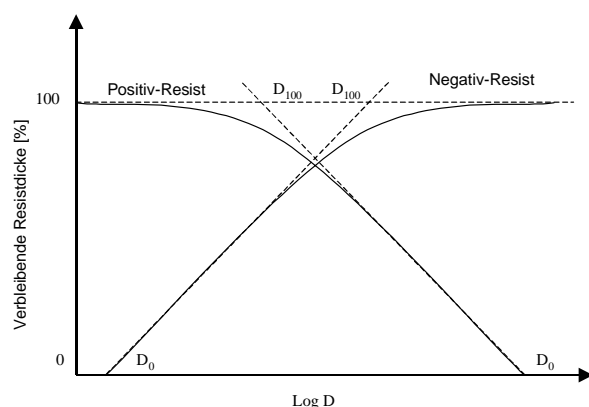


Abbildung 2.28: Kontrasteigenschaft von Positiv- und Negativresist

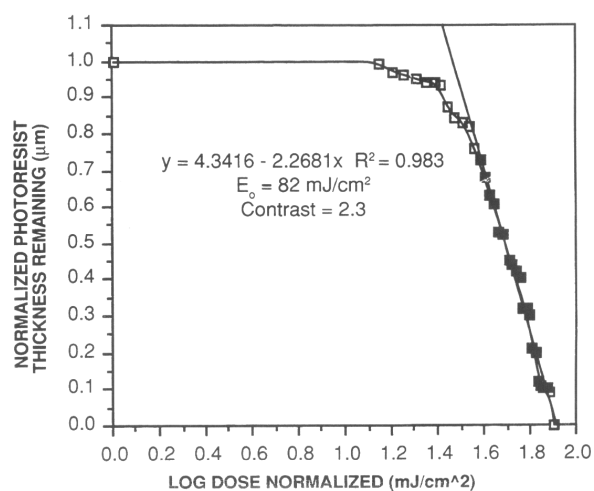


Abbildung 2.29: Kontrastfunktion von Photoresist der S1800-Serie [50]

d.h. bei konstanter Schreibgeschwindigkeit die Intensität, lokal entsprechend zu variieren [32]. Nach dem Entwickeln erhält man die kontinuierliche Resiststruktur. In der Praxis ist dies allerdings ausgesprochen schwierig, weshalb sich nur wenige Forschungsgruppen an dieses Thema herangewagt haben. Die hergestellte Resiststruktur kann unterschiedliche Verwendung finden [9, 25, 32]:

- Direkter Einsatz als DOE.
- Übertragen der Struktur in Glas durch Reaktives Ionenstrahlätzen.
- Erstellen metallischer Replikationsvorlagen durch elektrochemisches Abformen.

Herstellung von Fan-Out-Elementen

Der oft auch als Effizienz bezeichnete Beugungswirkungsgrad η von DOE's steigt mit der Anzahl (d.h. der Feinheit) der im Profil enthaltenen Stufen m [9].

$$\eta = \left(\frac{\sin(\pi/m)}{\pi/m} \right)^2 \quad (2.7)$$

Demnach beträgt die Effizienz für ein achtsstufiges Element bereits mehr als 95%. Ein binäres Gitter besitzt nur eine Effizienz von 40,5% in der ersten Ordnung, jedoch ist dies für viele Anwendungen ausreichend. Dabei muß berücksichtigt werden, daß der Aufwand zur Herstellung mehrstufiger diffraktiver Elemente erheblich ist. Für Anwendungen bei denen mehrere Ordnungen gleichzeitig genutzt werden, liefert die binäre Technik oft sehr gute Lösungen. Für ein 5×1 Fan-Out Element wurde dies mit dem *Simulated Annealing Algorithmus* untersucht, indem Elemente von zwei (binär) bis 256 Stufen (quasi kontinuierlich) berechnet und ausgewertet wurden. Für das binäre Element wurde ein Phasenhub von π , für das kontinuierliche Element von maximal $2\pi \frac{m-1}{m}$ vorgegeben. Die Ergebnisse der Optimierungen sind in Abb. 2.30 gezeigt.

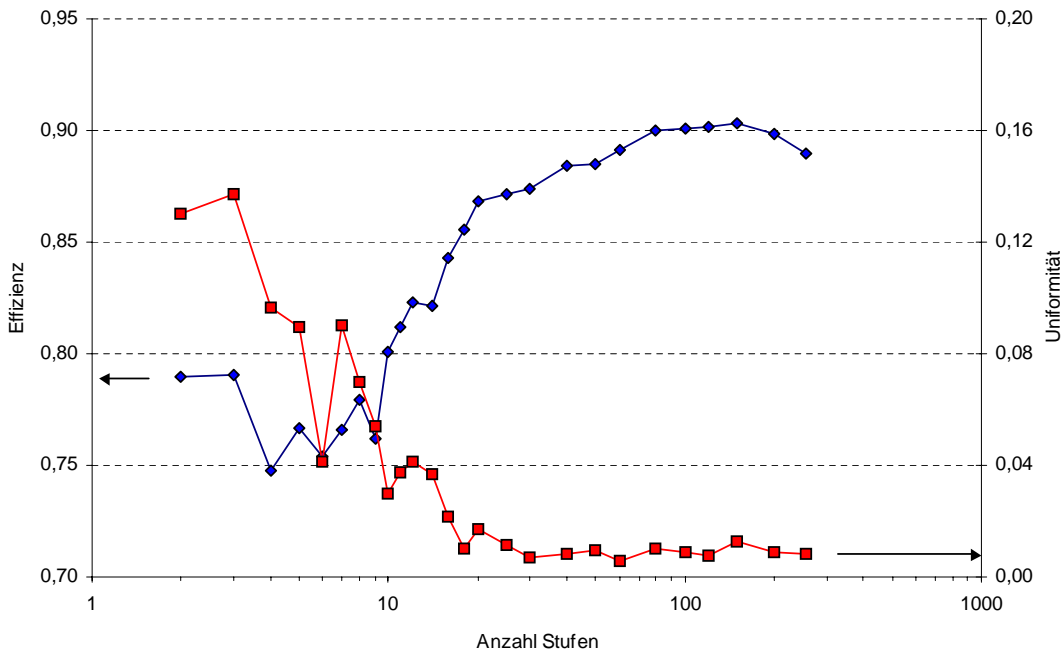


Abbildung 2.30: Leistung von Fan-Out Elementen bei unterschiedlicher Stufenzahl

Die stochastischen Schwankungen sind durch den zufallsgesteuerten Ablauf des Algorithmus bedingt. Während ein binäres DOE lediglich 79% Effizienz und 14% Uniformität aufweist, könnte ein DOE mit kontinuierlichem Profil (Anzahl der Stufen $\rightarrow \infty$) 88%

Effizienz und eine Uniformität von 0,8% erreichen. In Abb. 2.2 sind die Ergebnisse der Rechnung für das binäre und das kontinuierliche DOE wiedergegeben.

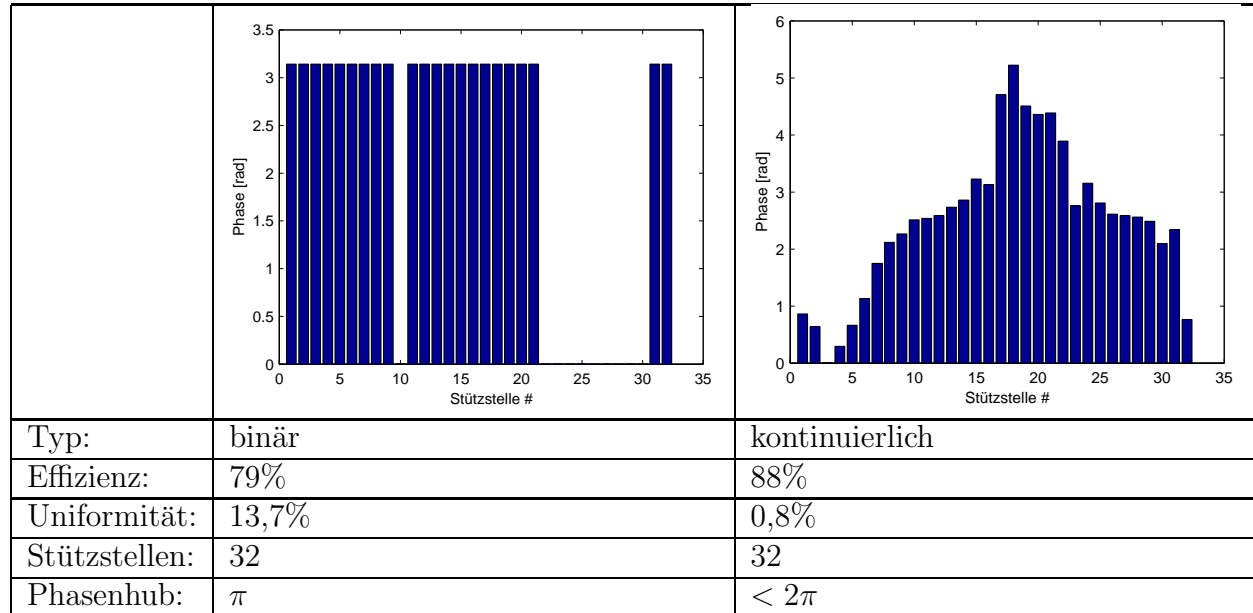


Tabelle 2.2: Vergleich zwischen binärem und kontinuierlichem Fan-Out Element. Dargestellt ist eine Periode der gitterartigen Struktur der Elemente

Binäre Fan-Out Elemente Das binäre Element aus Abb. 2.2 wurde als Resiststruktur hergestellt und vermessen. In Abb. 2.31 ist eine mikroskopische Aufnahme des Elements zu sehen, das mit den folgenden Parametern hergestellt wurde:

Photoresist: S1805 mit $0.5\mu\text{m}$ Schichtdicke
Tischgeschwindigkeit: 100 counts/ms
Intensität: 5 mW
Pixelgröße: $(1\mu\text{m})^2$

Wie in der folgenden Gegenüberstellung ersichtlich ist, zeigt das hergestellte Element eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem Design ⁴ (Vgl. Abb. 2.32).

	Effizienz η	Uniformität u
Design	79,5 %	13,7 %
Experiment	80,5 %	14,3 %

⁴Es sei angemerkt, daß die bessere Effizienz im Experiment durch die schlechtere Uniformität bedingt ist, da beide Eigenschaften gegensätzliche Optimierungsziele darstellen [9].

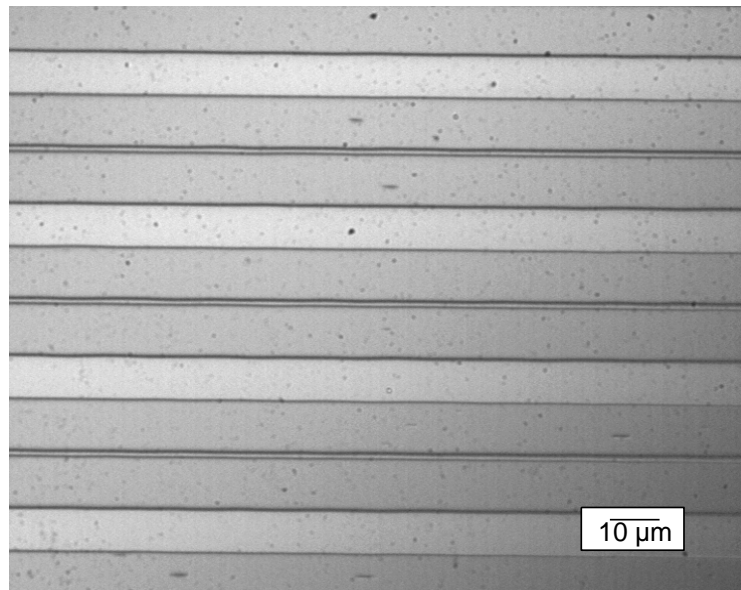
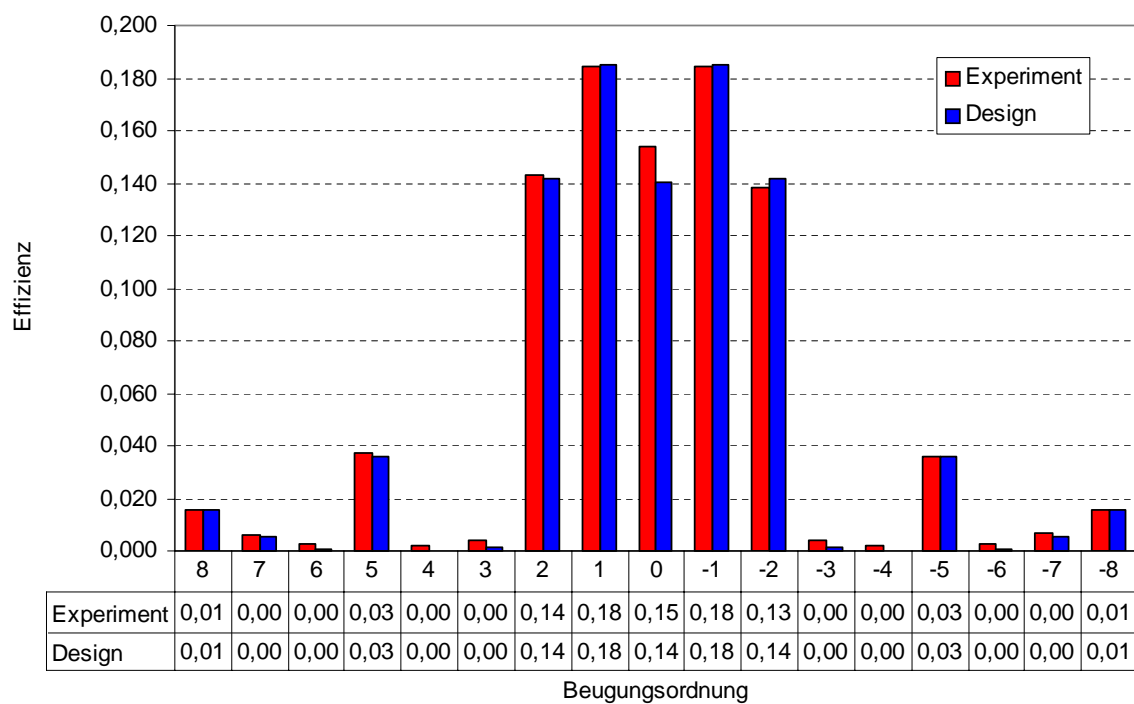
Abbildung 2.31: Hergestelltes binäres 5×1 Fan-Out Element

Abbildung 2.32: Vergleich des Designs mit dem hergestellten binären Element.

Randbedingungen für kontinuierliche Fan-Out Elemente Das binäre DOE ließ sich so herstellen, wie es entworfen wurde, da lediglich die lateralen Dimensionen und die Schichtdicke des Resists eingehalten werden mußten. Beim kontinuierlichen DOE ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Dosis $D(x)$, die der Resist erhält und die das Profil des DOEs formen muß, das Ergebnis einer Faltung der Schreibintensität $I(x)$ mit dem gaussförmigen Profil $B(x)$ des Laserstrahls ist:

$$D(x) = I(x) \otimes B(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x - \tilde{x}) B(\tilde{x}) d\tilde{x} \quad (2.8)$$

Die Konsequenz daraus ist, daß sich nicht jedes Profil realisieren lassen wird, insbesondere wenn die Strukturbreiten des Elements nicht groß gegen den Durchmesser des Laserstrahls sind. Für das folgende Beispiel wurde das Profil des kontinuierlichen DOEs aus Abb. 2.2 mit einer Gauss-Funktion der $1/e$ -Breite $\sigma = 0,8 \mu\text{m}$ gemäß Gleichung 2.8 gefaltet. Dabei wurden die optischen Eigenschaften des Elements für Perioden von $16 \mu\text{m}$ und $32 \mu\text{m}$ ermittelt. Das Ergebnis ist in Abb. 2.33 und Tab. 2.3⁵ dargestellt. Durch die Faltung wurde zwar die Effizienz leicht gesteigert, die Uniformität sank jedoch beträchtlich.

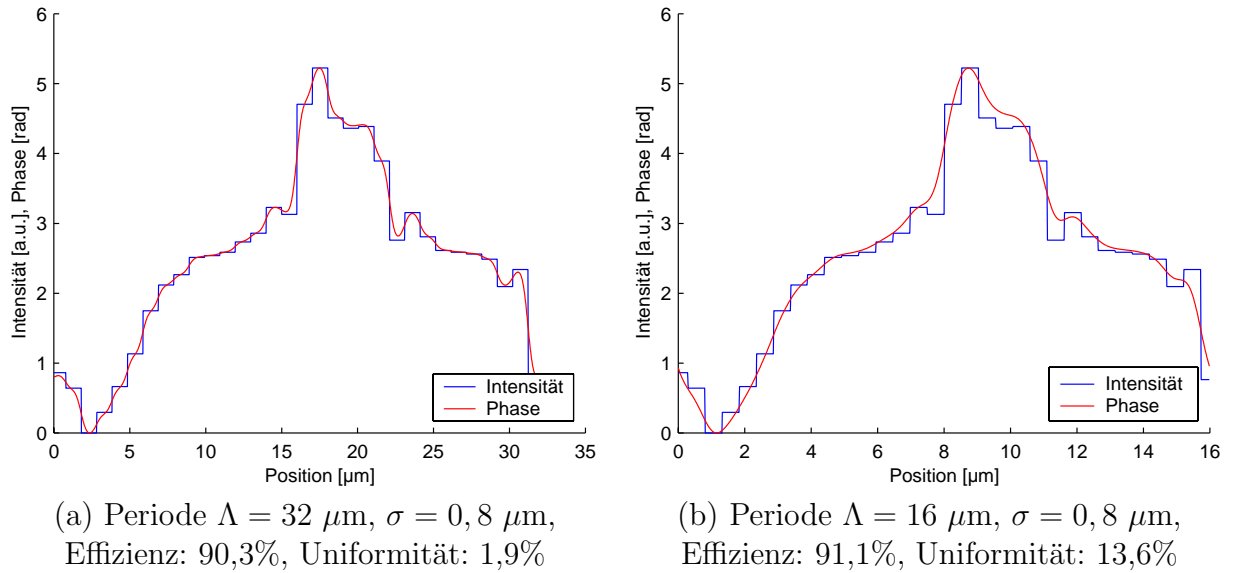


Abbildung 2.33: Auswirkung des Faltungsprozesses

Das Problem bei den verwendeten Berechnungsalgorithmen war die Tatsache, daß die berechneten Strukturen aufgrund der Ausdehnung des Schreibspots nicht dargestellt werden konnten. Es bestand daher dringender Bedarf einen neuen Algorithmus zu entwerfen, der die Einschränkungen, die durch die Herstellung gegeben sind, berücksichtigt. Insbesondere auch im Hinblick auf rechenintensive zweidimensionale Optimierungen war ein schnell arbeitender Algorithmus wünschenswert.

⁵Die Simulation fand unter der Annahme statt, daß der Resistabtrag bei der Entwicklung proportional zur Dosis ist. Dies ist, wie bereits erwähnt, nicht tatsächlich der Fall, spielt aber hier für die theoretischen Betrachtungen keine Rolle.

	Ohne Faltung	Standard-Algorithmus $\Lambda = 32\mu\text{m}$ $\Lambda = 16\mu\text{m}$		optimierter Algorithmus $\Lambda = 16\mu\text{m}$
Effizienz η :	88%	90,3%	91,1%	80,3%
Uniformität u :	0,85%	1,9%	13,6%	1,4%

Tabelle 2.3: Effekt des Laserfokus auf die Elemente für unterschiedliche Perioden Λ .

Die Lösung besteht darin, die Eigenschaften der Struktur, die nicht geschrieben werden können, bereits während der Optimierung herauszufiltern. Zu diesem Zweck wurde ein neues Verfahren entwickelt, bei dem der Faltungsprozeß in den Optimierungsalgorithmus integriert wird und die Beugungswirkungsgrade aus dem gefalteten Profil berechnet werden (Abb. 2.34). Ein großer Vorteil dieser Vorgehensweise besteht auch darin, daß man in der Simulation mit weniger Stützstellen auskommt, wodurch Rechenzeit gespart wird, da das glatte Profil, das charakteristisch für kontinuierliche DOEs ist (vgl. Abb. 2.2), durch den Faltungsprozeß automatisch entsteht.

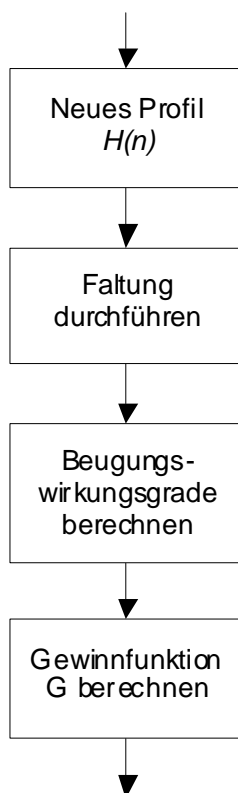


Abbildung 2.34: Modifizierter Algorithmus

Da die Faltung innerhalb der Iterationsschleife durchgeführt werden muß, ist auch hier insbesondere für zweidimensionale Optimierungsaufgaben darauf zu achten, daß der Re-

chenaufwand in akzeptablen Grenzen bleibt. Unter Zuhilfenahme des Faltungssatzes der Fouriertheorie eröffnet sich ein rechentechnisch sehr effizienter Weg, die Faltung durchzuführen:

$$FT[D] = FT[I \otimes B] = FT[I] \cdot FT[B] \quad (2.9)$$

Für D ist automatisch eine periodische Randbedingung erfüllt. Da $FT[B]$ nur einmal berechnet werden muß, benötigt man noch eine Multiplikation sowie eine reelle und eine komplexe Fouriertransformation. Die Anzahl der benötigten Operationen für die zweidimensionale Faltungssatzmethode ist von der Größenordnung $O(N^2 + 6\sqrt{N}N \log_2 N) = O(N^2)$, während die Auswertung von Gleichung 2.8 $O(N^3)$ Operationen benötigt, wobei N die Anzahl der Gitterpunkte für die Simulation ist.

Der Erfolg dieser neuen Methode kann eindrücklich an dem in Abb. 2.35 dargestellten Element demonstriert werden. Es weist eine berechnete Effizienz von $\eta=80.3\%$ und eine Uniformität von $u = 1,4\%$ auf. Die Optimierung erforderte lediglich 8 Stützstellen. Die Zwischenwerte wurden mit einem Spline interpoliert.

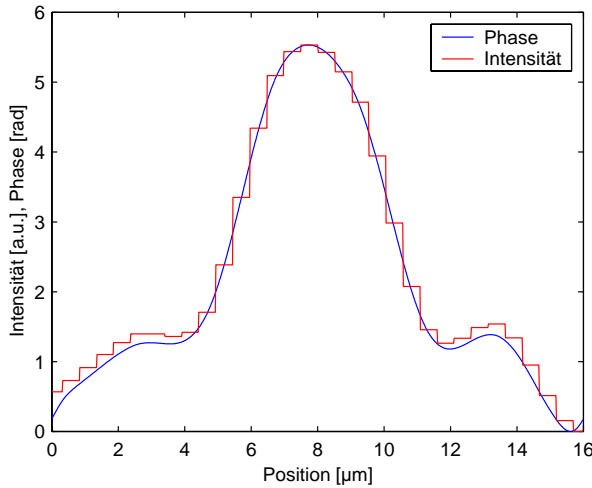


Abbildung 2.35: Ergebnis des modifizierten Algorithmus. $\eta = 80.3\%$, $u = 1.4\%$.

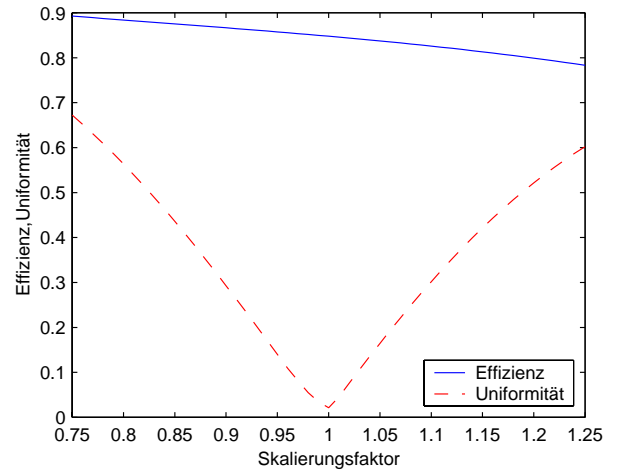


Abbildung 2.36: Skaleneinflüsse auf das kontinuierliche Element.

Um zu untersuchen, wie sich ein Fehler in der Schichtdicke auswirkt, wurde der Phasenhub linear zwischen $\pm 25\%$ des optimierten Phasenhubs skaliert und entsprechend η und u errechnet (Abb. 2.36). Man erkennt die starke Empfindlichkeit der Uniformität. Bereits eine Abweichung der Schichtdicke von 5% läßt die Uniformität auf 10% ansteigen.

Kontinuierliche Fan-Out Elemente Aus Abb. 2.29 erkennt man, daß sich die normierte Resisthöhe nach dem Entwickeln als Funktion der Dosis verhält wie

$$\tilde{h} = a - \gamma \log_{10} \tilde{D} \Leftrightarrow \tilde{D} = 10^{\frac{a-\tilde{h}}{\gamma}} \quad (2.10)$$

$$\text{mit } \tilde{h} = \frac{h}{h_0}, \quad (2.11)$$

$$\tilde{D} = \frac{D}{D_0} \quad (2.12)$$

Die Größen a und γ werden aus einer Eichmessung gewonnen. Die Normierungskonstanten D_0, h_0 sind implizit darin enthalten. Zur Eichung wird die in Abb. 2.37 gezeigte Struktur geschrieben und vermessen. Sie belichtet ein keilförmiges Dosisprofil in den Photoresist. Man kann die Dosen \tilde{D}_{100} und \tilde{D}_0 mit Hilfe des Okularmikrometers mit dem Mikroskop bestimmen und erhält:

$$\gamma = \log_{10} \frac{\tilde{D}_{100}}{\tilde{D}_0} \quad \text{und} \quad a = \frac{\log_{10} \tilde{D}_{100}}{\gamma} \quad (2.13)$$

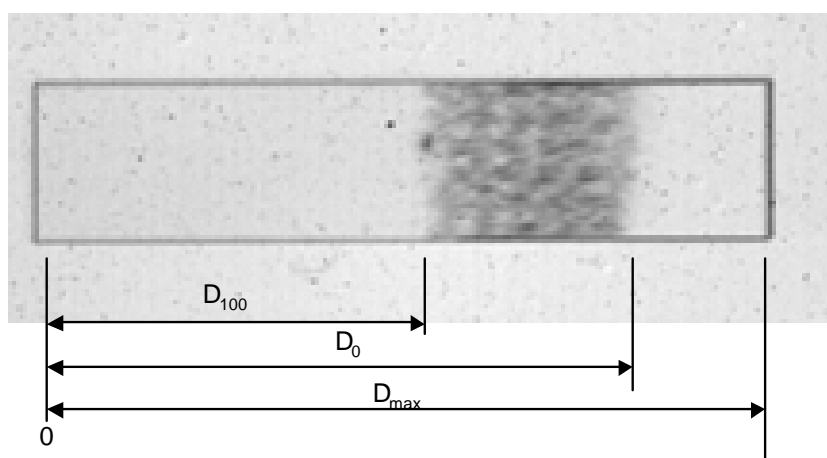


Abbildung 2.37: Teststruktur zur Bestimmung von D_0 und D_{100}

Entsprechend kann man die zum Schreiben erforderliche Dosis errechnen:

$$\tilde{D} = 10^{-\frac{\tilde{h}-a}{\gamma}} \quad (2.14)$$

Für das Fan-Out Element wurden folgende Parameter verwendet:

max. Phasenhub:	1,76 π
Resist:	869 nm S1811 (bei 6060 min^{-1} aufgetragen)
Geschwindigkeit:	100 counts/ms
\tilde{D}_0 :	0.82 mW
\tilde{D}_{100} :	0.49 mW
Pixelabstand:	500 nm

Mit diesen Daten wurde das in Abb. 2.38 dargestellte Element mit $\Lambda = 16 \mu\text{m}$ hergestellt, dessen Struktur in Abb. 2.35 gezeigt ist. Der Vergleich von Theorie und Experiment zeigte jedoch, daß das kontinuierliche Fan-Out Element in allen seinen optischen Eigenschaften hinter dem binären Element zurückblieb.

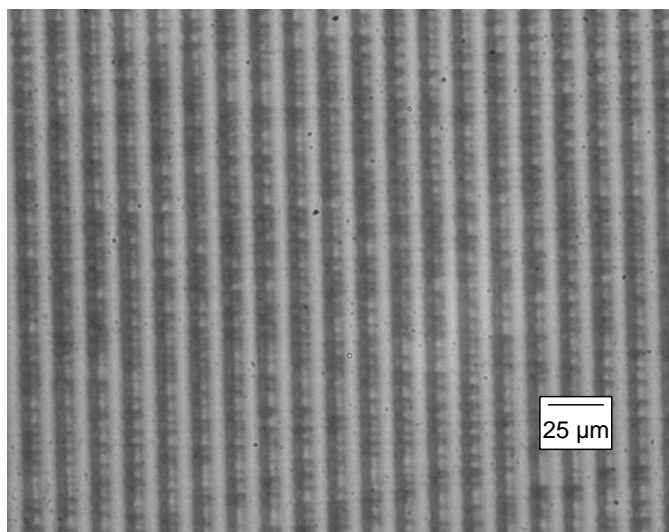


Abbildung 2.38: Mikroskopaufnahme des kontinuierlichen Fan-Out Elements.

Eine der Ursachen ist das Auftreten von Schwankungen in der Resistdicke, was in den Abbildungen 2.37 und 2.38 dargestellt ist. Die Oberfläche der Strukturen ist rau, was auf Fluktuationen in der Belichtungs-dosis schließen läßt. Diese Rauigkeit reduzierte die Beugungseffizienz deutlich und verhinderte es auch, die Strukturen mit dem Weißlichtinterferometer zu vermessen, da die Streifenmodulation auf dieser Oberfläche nahezu verschwindet. Es war daher nicht möglich, das genaue Kontrastverhalten des Photoresists zu vermessen und so mußte auf den oben diskutierten Ansatz vertraut werden. Die Ursache für die Rauigkeit lag in der geringen Empfindlichkeit des Photoresists bei der im Schreibprozeß zur Belichtung eingesetzten Wellenlänge von 488 nm. Die dadurch notwendige hohe Belichtungs-dosis führte zu einer thermischen Beanspruchung des Resists mit unbekannten Auswirkungen auf das Kontrastverhalten. In Zukunft besteht dieses Problem nicht mehr, da bei der jetzt eingesetzten Wellenlänge von 458 nm wegen der etwa einhundertfach höheren Empfindlichkeit keine nennenswerte thermische Belastung mehr auftritt.

Die im folgenden Abschnitt diskutierten Strahlformungselemente sind weniger empfindlich auf Herstellungsfehler dieser Art, so daß die Herstellung kontinuierlicher Strukturen mit ihnen gut demonstriert werden konnte.

Herstellung iterativ berechneter Strahlformungselemente

Neben der zuvor besprochenen diffraktiven Strahlteilung mit Fan-Out Elementen ist eine weitere Standardanwendung für DOEs die Umwandlung der gaussförmigen Eingangsintensitätsverteilung eines Laserstrahls in eine beliebige Ausgangsverteilung im Beugungsbild. Für diese sogenannten Strahlformungselemente wird, anders als bei den Fan-Out Elementen, nur eine Beugungsordnung verwendet. Bei der Berechnung gibt es für komplexe Aus-

gangsintensitäten meist keine analytische mathematische Lösung (siehe Kap. 4), so daß, ausgehend von einer Zufallslösung, auf iterativem Wege bessere Lösungen gesucht werden müssen. Die Berechnung der hier besprochenen DOEs erfolgte nach dem in Abschn. 4.2.1 beschriebenen IFT-Algorithmus. Der dort beschriebene Algorithmus liefert eine kontinuierliche Phasenfunktion $0 \leq \varphi(x, y) \leq 2\pi$ aus der direkt ein kontinuierliches DOE erzeugt werden kann. Durch Quantisierung der kontinuierlichen Funktion wurde ein binäres Element gewonnen. Für das in Abb. 2.39 gezeigte Bild wurde ein DOE berechnet und sowohl als binäres, als auch als kontinuierliches Element hergestellt. Ziel der Untersuchung war der Vergleich der Eigenschaften der kontinuierlichen und binären DOEs.

Binäre DOEs Abb. 2.40 zeigt einen Ausschnitt der hergestellten binären Struktur. Die Rekonstruktion dieses Elements zeigt Abb. 2.41. Die +1. und -1. Beugungsordnung überlagern sich. Für die Anwendung würde man sie trennen können, indem man eine keilförmige Phase addiert. Dies ist hier jedoch zu Demonstrationszwecken unterblieben.



Abbildung 2.39: Zielamplitude des IFTA-Prozesses

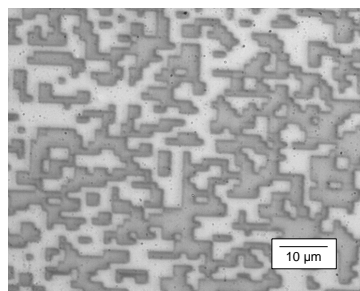


Abbildung 2.40: Binäres Element: Ausschnitt aus der hergestellten Struktur

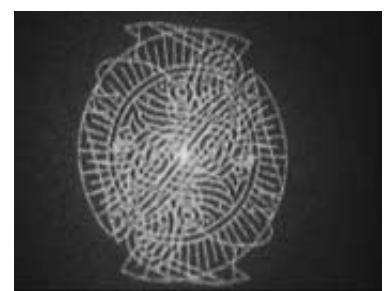


Abbildung 2.41: Rekonstruktion des binären Elements

Restintensität in der nullten Ordnung Bei einem binären Element erwartet man theoretisch 40,5% Beugungseffizienz in der ersten Beugungsordnung. Die nullte Ordnung, der durchtretende Eingangsstrahl, wird idealerweise völlig ausgelöscht. In der Praxis ist dies aber nicht zu erreichen. Zwei der wichtigsten Ursachen sind:

- Wenn die Resistdicke vom errechneten Sollwert nach Gleichung 2.5 abweicht, beträgt der Phasenhub nicht mehr π , was die Beugungseffizienz herabsetzt.
- Ein vergleichbarer Effekt tritt auf, wenn belichtete und nicht belichtete Pixel einen unterschiedlichen Flächeninhalt (vgl. Abb. 2.42) aufweisen.

In Abb. 2.42 rechts sind berechnete Effizienzen für die nullte Beugungsordnung dargestellt. Ausgangspunkt ist ein Phaselement aus 64×64 zufälligen Phasenwerten, von denen jeder durch ein Quadrat aus 32×32 Pixeln repräsentiert wird. Die Rekonstruktion dieses Elements

wurde mittels Fraunhofer'scher Beugungstheorie analysiert. Die Stärke der Resistsschicht wurde simuliert, indem die DOE-Phase linear durch einen Faktor von 0...1 skaliert wird. Der Effekt ungleicher Pixelgrößen wurde simuliert, indem die Kantenlänge $d + \epsilon$ der Pixel, die belichtet werden, zwischen 6 und 56 Einheiten variiert wurde. Bei $\epsilon = 0$, ist die Effizienz am besten, belichtete und unbelichtete Pixel sind gleich groß und die nullte Beugungsordnung wird restlos ausgelöscht.

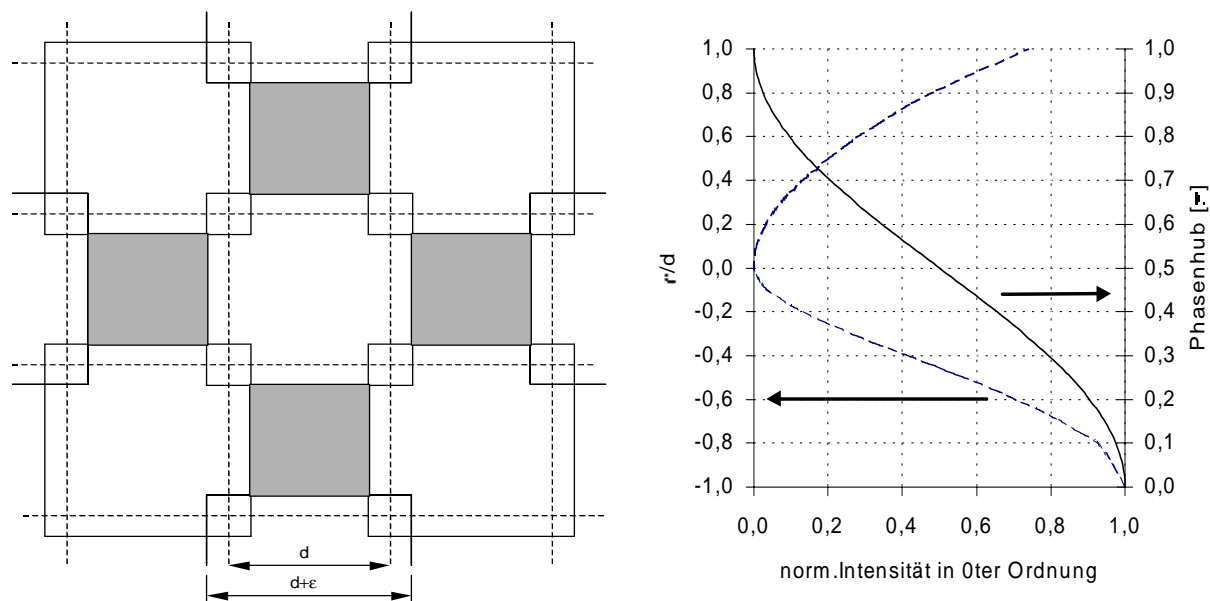


Abbildung 2.42: Einflüsse auf die Beugungseffizienz. Links: Unterschiedliche Größen belichteter und unbelichteter (grau dargestellter) Pixel. Rechts: Einfluß von Resistdicke und Pixelgröße auf die Beugungseffizienz.

Eine Untersuchung des Oberflächenreliefs des hergestellten Elements zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit dem gewünschten Profil. Die Steilheit der Kanten an den Übergangspunkten war sehr hoch, was ein wichtiges Qualitätsmerkmal für die Herstellung war. Die wichtigsten Eigenschaften wurden vermessen und sind in der Tab. 2.4 zusammengetragen. Das hergestellte Element wies eine Effizienz von 5% in der nullten Ordnung auf, was ein außerordentlich guter Wert ist. Wie in Abschn. 3 erläutert, trifft man die Dicke der Resistsschicht nur auf etwa $\pm 10\%$ genau, was bereits einen Beitrag von 2,5% in der nullten Beugungsordnung erklärt. Die verbleibenden 2,5% deuten auf einen Unterschied in der Pixelgröße von $\epsilon/d = 15\%$ hin, der aufgrund der Prozeßführung auch etwa erwartet wurde. Durch Variation der Belichtungs dosis und der damit zusammenhängenden effektiven Spotgröße wurde für andere DOEs eine Optimierung der Schreibparameter zum Abgleich des belichteten und unbelichteten Flächeninhalts durchgeführt, die hier allerdings unterlassen wurde, da der Wert bereits sehr gut war.

Kontinuierliche DOEs Ein kontinuierliches Element zeigt idealerweise nur eine Beugungsordnung, so daß diese 100% der eingestrahnten Intensität erhält. Mit der gleichen Technik, die für die Fan-Out Elemente eingesetzt wurde, wurde ein kontinuierliches Element hergestellt und vermessen. Die Oberflächenrauigkeit ist auch hier anzutreffen, dennoch zeigt das in Abb. 2.44 dargestellte Beugungsbild deutlich die Vorteile eines kontinuierlichen Oberflächenreliefs. Die Intensität der minus ersten Ordnung ist im Vergleich zu der Intensität in der ersten Ordnung um den Faktor 6.5 deutlich unterdrückt. Auch die höheren Beugungsordnungen sind deutlich weniger effizient. Die übrigen Eigenschaften bleiben allerdings hinter denen des binären Elements zurück, was in der Tabelle 2.4 zu sehen ist.

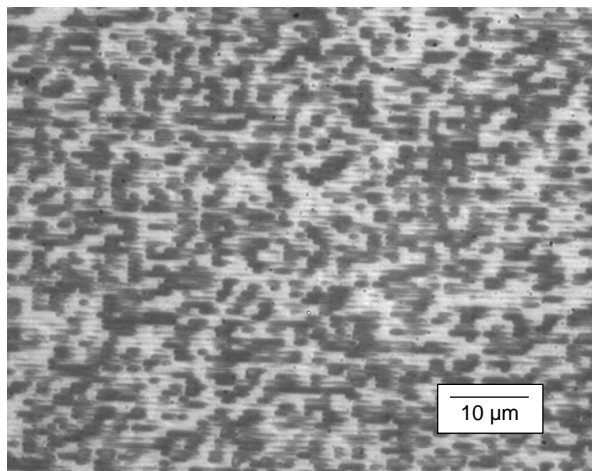


Abbildung 2.43: Kontinuierliches DOE: Ausschnitt aus der hergestellten Struktur



Abbildung 2.44: Rekonstruktion des kontinuierlichen Elements

	binär		kontinuierlich	
	hergestellt	simuliert	hergestellt	simuliert
Signal-Rausch-Verhältnis	25,2 db	27 db	13,7 db	38 db
Verhältnis ± 1 . Ordnung	~ 1	1	6,5	∞
Effizienz in 0.Ordnung	5%	0	59%	0
korrigierte Eff. in 1.Ordnung	(29,4%)	40.2%	(73,7%)	100%
Effizienz in 1.Ordnung	31%	40.2%	30%	100%

Tabelle 2.4: Vergleich von binärem und kontinuierlichem Element

Von besonderem Interesse ist hier die Effizienz in der ersten Beugungsordnung, da sie das nutzbare Beugungsbild enthält. Deren Messung ist allerdings schwierig, da die Intensität über die gesamte Fläche des Beugungsbildes zu integrieren wäre. Um dennoch einen Anhaltspunkt zu erhalten, wurde die Intensität an identischen Punkten in allen sichtbaren

Beugungsordnungen (außer der nullten Ordnung) gemessen, addiert und auf eins normiert. Die in der Tabelle eingeklammerten Werte entsprechen also der Lichtverteilung, ohne den Anteil, der in der nullten Beugungsordnung verloren geht (korrigierte Effizienz). In Verbindung mit der Effizienz in der nullten Ordnung erhält man ein Maß für die tatsächliche Effizienz in der ersten Ordnung. So zeigt sich, daß das kontinuierliche DOE die verbleibenden Ordnungen deutlich stärker unterdrückt als das binäre Element.

Optimierungsalgorithmus für geblazte Gitter

Bedingt durch die Herstellungsprozesse lassen sich, wie bereits erwähnt, nicht alle denkbaren Profile erzeugen. Die größte Einschränkung ist bedingt durch den relativ zu den Strukturdimensionen großen Durchmesser des Schreibstrahls. Auf die Berücksichtigung dieser Problematik im Design wurde bereits bei der Optimierung von Fan-Out Elementen eingegangen. Im folgenden wird ein weiteres Beispiel diskutiert, bei dem es durch einen neuen Optimierungsalgorithmus möglich war, die Qualität von geblazten Liniengittern deutlich zu steigern. Das Verfahren wurde im Rahmen einer betreuten Diplomarbeit entwickelt und wird bei v. Spiegel [27] im Detail beschrieben.

In Abb. 2.45 ist eine Periode eines nach Skalarer Beugungstheorie als ideal zu bezeichnenden Blazegitters dargestellt, welches aufgrund der steilen Flanke beim Übergang zwischen den einzelnen Perioden offensichtlich so nicht herstellbar ist.

Die lokale Lackdicke ist, wie bereits erwähnt, eine nichtlineare Funktion der lokal einstrahlten Dosis, die sich aus der Faltung des Intensitätsprofils des Strahls mit der Belichtungszeitverteilung ergibt. Eine konsequente Vorgehensweise zur Berechnung wäre daher die Umkehrung dieses Modells. Beginnend mit dem gewünschten Lackdickenprofil, wäre die inverse Funktion anzuwenden, um die Dosis für jeden Punkt zu erhalten und schließlich die Faltung umzukehren. Abgesehen davon, daß die Umkehrung der Faltung nicht eindeutig ist und daß sie negative Belichtung fordern könnte, was nicht realisierbar ist, gibt es auch einen weiteren wesentlichen Nachteil. Um den Spotdurchmesser von rund $1\text{ }\mu\text{m}$ ausreichend gut wiederzugeben sind etwa 25 Pixel notwendig. Das Belichtungsprofil würde also mit einer Pixelgröße von 40 nm vorliegen, obwohl in einem Raster von mindestens 300 nm (bis zu $1\text{ }\mu\text{m}$) geschrieben werden soll. Diese Untergrenze ergibt sich aus einer Reihe von theoretischen und praktischen Überlegungen, nicht zuletzt muß dadurch auch die Schreibzeit in akzeptablen Grenzen gehalten werden. Wird nun einfach ein grobes Schreibraaster gewählt und Punkte des feinen Rasters zu einem Schreibpunkt zusammengefaßt, so ist das Profil des Schreibstrahls nicht mehr ausreichend berücksichtigt. Das Lackdickenprofil und damit die optische Antwort weichen in diesem Fall deutlich vom Optimum ab.

Aufgrund der genannten Probleme war die Entwicklung von Optimierungsalgorithmen erforderlich, die die Eigenschaften des Lithographiesystems berücksichtigen und so die bestmögliche optische Leistung der hergestellten Elemente ermöglichen. Das Ergebnis eines einfachen Ansatzes zeigt Abb. 2.46: Hier wurde mit 20 Stützstellen eine Treppe mit linearem Intensitätsverlauf bestmöglich modelliert. Eine Nichtlinearität der Abhängigkeit des

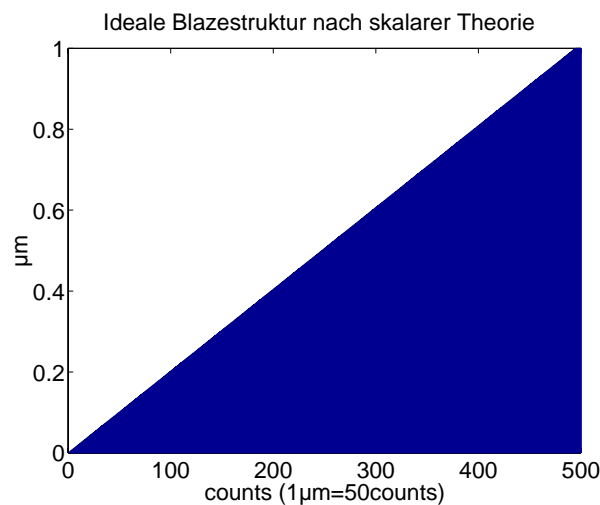


Abbildung 2.45: 10µm Periode eines Blazegitters

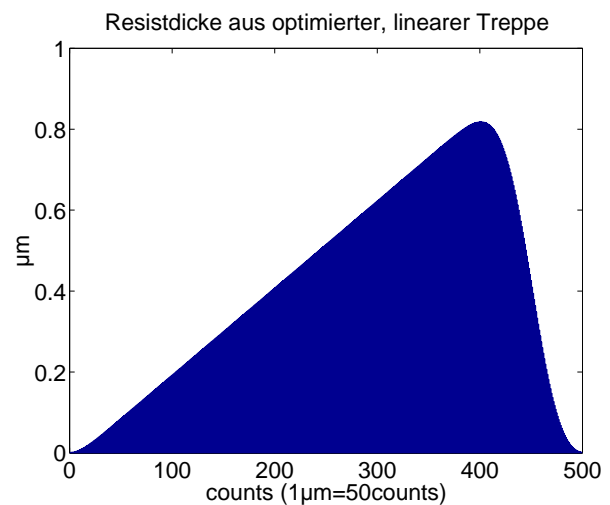


Abbildung 2.46: Optimierte 10µm Periode eines Blazegitters

Lackabtrags von der Dosis wurde in diesem Modell wegen des besseren Vergleichs noch nicht berücksichtigt. Sie muß bei Berechnung realer Strukturen mit einfließen. In Abhängigkeit der Stufenhöhe wurde die Beugungseffizienz optimiert, für die ein Maximum von 75% erreicht werden konnte. Das ist für den einfachen Ansatz bereits sehr gut, jedoch zeigte sich, daß mit der gleichen Anzahl von Stützstellen pro Periode bei der gleichen Struktur noch deutlich höhere Effizienzen erreichbar sind, wenn komplexere Optimierungsverfahren implementiert werden. Hierfür wurden zwei Optimierungsalgorithmen realisiert, die im folgenden gegenübergestellt werden.

Evolutionmodell Dieser Algorithmus basiert auf einem Evolutionsmodell, dessen Ablauf in Abb. 2.47 dargestellt ist. Es gibt Lebensraum für $3 \times m$ Individuen. Das erfolgreichste Drittel eines Iterationsschritts überlebt und bildet ein Drittel der Population im zweiten Schritt. Außerdem reproduziert es sich einfach, wobei Variationen auftreten, wodurch das zweite Drittel der Population gebildet wird. Das letzte Drittel wird von außen ergänzt. Der Algorithmus ist einfach aufgebaut und liefert schon nach kurzer Rechenzeit gute Ergebnisse. Er hat allerdings den Nachteil sich schnell auf ein Maximum der Maßfunktion zu fixieren, bei dem es sich jedoch um ein lokales Maximum handeln kann. Diese Eigenschaft und das Konvergenzverhalten lassen sich noch verbessern, wenn man das anschauliche Modell erweitert. Zahlreiche Anregungen hierzu bietet die Natur. Als Maßfunktion wurde im vorliegenden Beispiel die Beugungseffizienz verwendet, d.h. der Anteil des in die erste Beugungsordnung gebeugten Lichtes.

Abb. 2.48 zeigt eine mit diesem Algorithmus optimierte Periode der Beispielstruktur. Die 20 Linien waren hier im Raster des Verschiebetisches (20 nm) frei variierbar und die Intensitäten im zur Verfügung stehenden Bereich frei wählbar. Die berechnete Effizienz betrug für das Beispiel hier nach Skalarer Theorie 89,09%. Für eine obere Abschätzung der Effi-

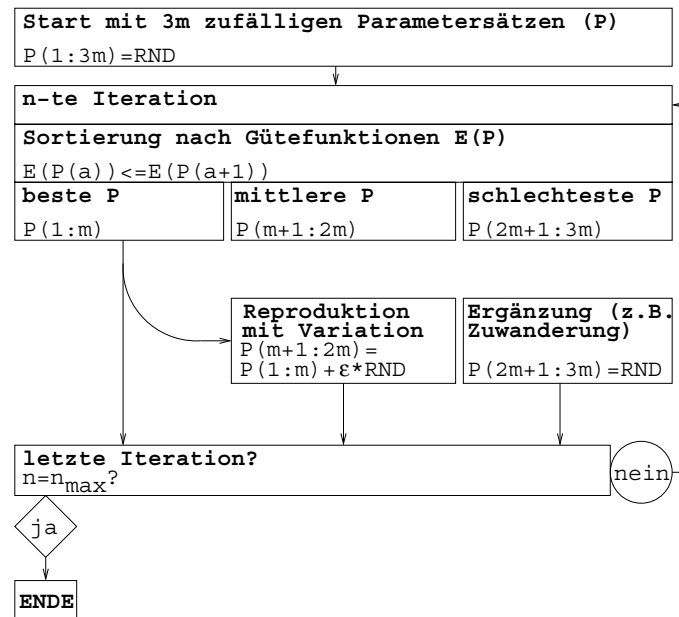
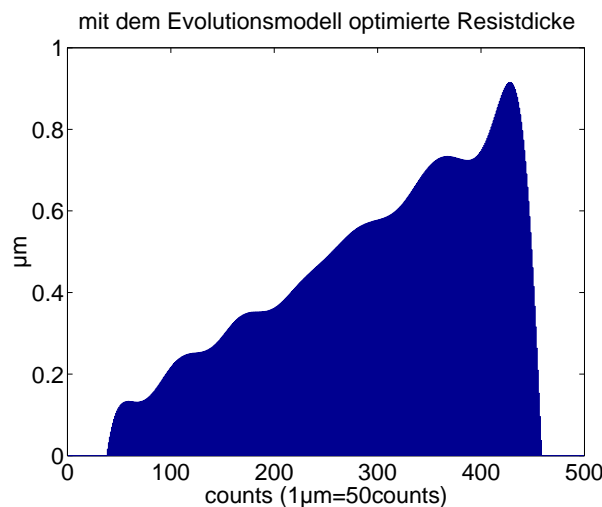


Abbildung 2.47: Schema des Evolutionsmodells

Abbildung 2.48: Optimierte $10\mu\text{m}$ Periode eines Blazegitters

zienz gilt, daß diese höchstens so groß sein kann, wie der Anteil der Fläche der Struktur, auf dem diese das erforderliche Profil hat. Im vorliegenden Fall muß in jeder $10\mu\text{m}$ Periode ein Modulo-Sprung realisiert werden. Bei einem Schreibstrahldurchmesser von $1\mu\text{m}$ ergibt sich an dieser Stelle ein Bereich von 10 Prozent der Periode, der nicht wie gewünscht strukturiert werden kann. Die Effizienz des mit dem Evolutionsmodell errechneten Gitters liegt daher sehr nahe am abgeschätzten Maximum von 90%.

Vergleich mit Simulated Annealing Der *Simulated Annealing* Algorithmus wird in Abschn. 4.2.2 im Detail erläutert. Er wurde hier zum Vergleich eingesetzt. Mit ihm konnten für das vorliegende Beispiel Effizienzen erreicht werden, die bei etwa 88% lagen und damit mit den Ergebnissen des Evolutionsmodells vergleichbar gut waren.

Ein Merkmal dieses Verfahrens ist die konvergierende Annäherung an die maximale Beugungseffizienz, während die Effizienzen im Evolutionsmodell während der Optimierung sehr viel stärker variieren und zeitweilig auch abfallen, was aufgrund des Ablaufs des Algorithmus auch einsichtig ist. Ein Vorteil des Evolutionsmodells zeigt sich in der Betrachtung der Rechenzeit. Um gleich gute Resultate zu erzielen wurde im vorliegenden Beispiel nur etwa die Hälfte der Zeit benötigt. Insbesondere bei komplexeren Optimierungen, wo die Rechenzeit einen gewichtigen Einfluß hat, ist dies von großer Bedeutung.

Am Beispiel des geblazten Liniengitters konnte demonstriert werden, wie entscheidend wichtig die Berücksichtigung des Herstellungsprozesses beim Design von DOEs ist. Mit einfachsten Optimierungsalgorithmen kann die Effizienz bereits gesteigert werden. Mit komplexeren Modellen, wie dem vorgeschlagenen Evolutionsmodell ist sogar eine enorme Verbesserung erreichbar, die nahe am theoretisch machbaren⁶ liegt.

Die Berücksichtigung von Herstellungsaspekten führt bei DOEs stets zu einer Verbesserung der optischen Leistung. Insbesondere für die Herstellung kontinuierlicher DOEs, vor allem solcher mit kleinen Strukturgrößen, ist die Implementierung angepaßter Optimierungsalgorithmen daher essentiell, sofern hohe Beugungseffizienzen angestrebt werden.

2.2.3 Weitere hergestellte Strukturen

Im folgenden sind einige Beispiele von binären DOEs, Photomasken und anderen Elementen aufgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden. Sie wurden ausgewählt, um die speziellen Problemlösungen zu erläutern, die dabei erforderlich waren, sowie um daran die Leistungsfähigkeit des Lithographiesystems zu demonstrieren. Beispiele von weiteren hergestellten DOEs, auch von kontinuierlichen, für einige Anwendungen, die im Rahmen dieser Arbeit ausführlicher bearbeitet wurden, sind in Kap. 5 zu finden.

Gitter

Sehr wichtig in der Praxis ist die Herstellung von Liniengittern. Im folgenden werden einige ausgewählte Elemente gezeigt, an denen die zur Verfügung stehenden Möglichkeiten demonstriert werden können. In Abb. 2.49 ist ein binäres Liniengitter mit einer Periode von 20 μm gezeigt. In der Detailansicht (Abb. 2.50) ist die saubere Strukturierung zu erkennen. Aufgrund der hohen Positioniergenauigkeit des Verschiebetisches konnten Gitterperioden absolut auf 20 nm genau eingehalten werden. Für die Gitterherstellung wurde

⁶Das besprochene Gitter wurde auch mit exakter Beugungstheorie analysiert. Auf diese Ausführungen wird hier jedoch verzichtet, da sie qualitativ für die getroffenen Aussagen unerheblich sind.

spezielle Software entwickelt, die diese Genauigkeit voll ausnutzt. Durch Berücksichtigung des tatsächlichen Spotdurchmessers und bei dessen Kenntnis konnte die Stegbreite bis auf etwa 50-100 nm (u.a. abhängig von der Schichtdicke) genau eingestellt werden. Zur Vermessung des Spotdurchmessers war es vor Beginn des Schreibprozesses notwendig eine Teststruktur zu schreiben (siehe Abschn. 2.1.2).

In den Abbildungen 2.51 und 2.52 sind hergestellte binäre Liniengitter mit Perioden von $1.8\ \mu\text{m}$ bzw. $3.0\ \mu\text{m}$ gezeigt. Aufgrund des kleinsten Spotdurchmessers von etwa $0.9\ \mu\text{m}$ ist das links gezeigte Gitter das kleinste, das noch mit einem Tastverhältnis von 0.5 hergestellt werden konnte.

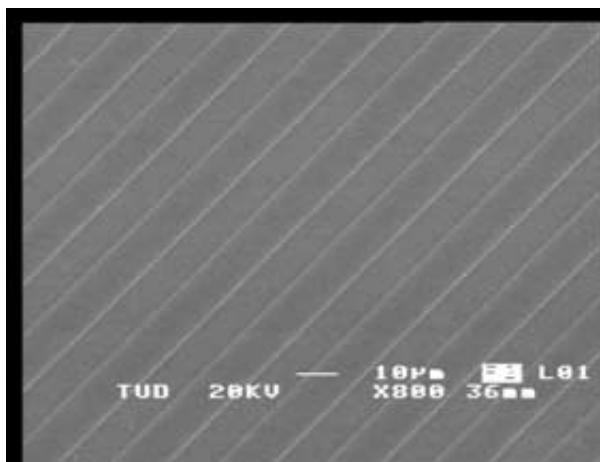
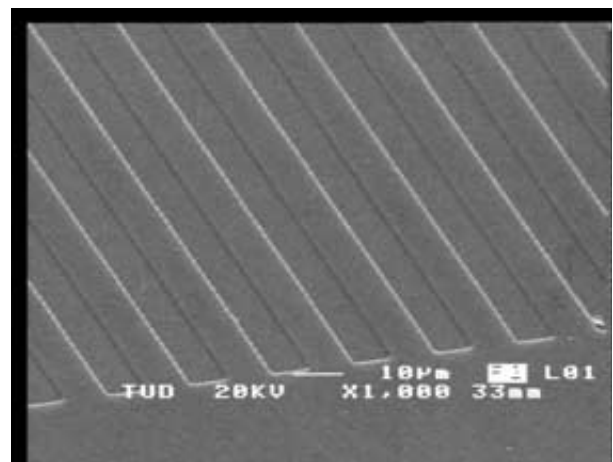
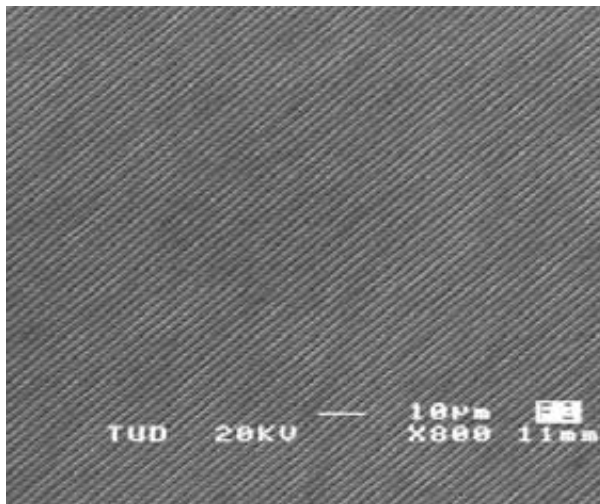
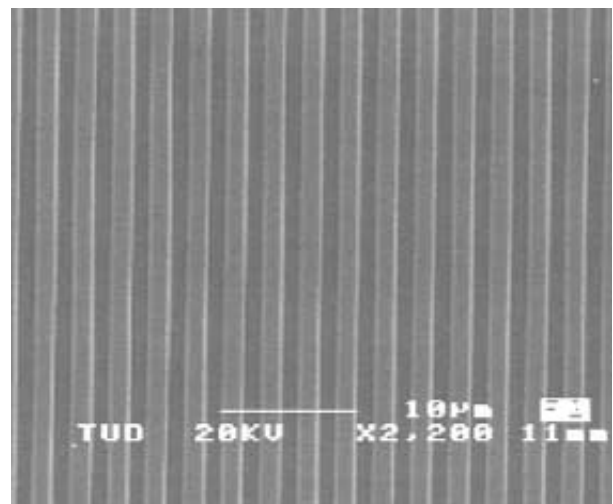
Abbildung 2.49: Liniengitter, Periode $20\ \mu\text{m}$ 

Abbildung 2.50: Detailansicht des Gitters

Abbildung 2.51: Liniengitter, Periode $1.8\ \mu\text{m}$ Abbildung 2.52: Liniengitter, Periode $3.0\ \mu\text{m}$

Die Abb. 2.53 zeigt ein hexagonales Gitter mit relativ großer Gitterperiode. Dieses Element hatte eine Fläche von mehr als einem Quadratcentimeter. Es wurde im Bitmap-Modus

geschrieben. Das in Abb. 2.54 gezeigte Gitter wurde ebenfalls auf diese Weise hergestellt. Im Abschn. 5.4.1 wird ein weiteres hexagonales Gitter besprochen, welches allerdings durch drei, um je 60° gedrehte, Liniengitter entstanden war. Welche Herstellungstechnik jeweils die günstigste ist, hängt von der Anwendung und den vorgegebenen Spezifikationen und Toleranzen ab. Hierauf wird im genannten Abschnitt genauer eingegangen.

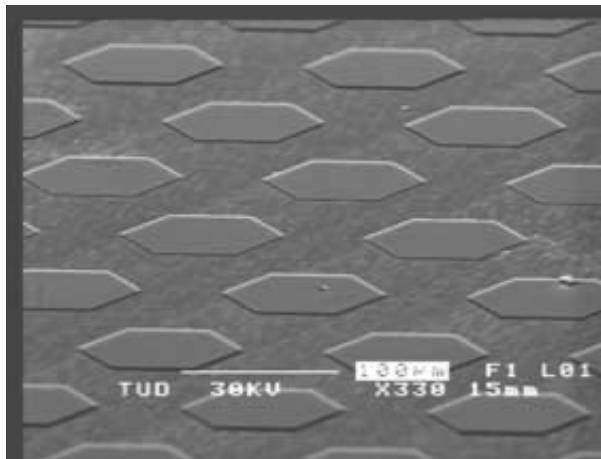


Abbildung 2.53: Hexagongitter mit einer Periode von $150\ \mu\text{m}$

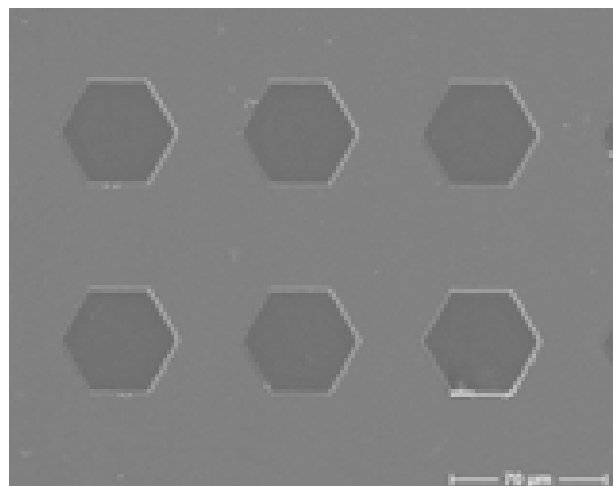


Abbildung 2.54: Gitter mit $80\ \mu\text{m}$ Periode

Die Abbildungen 2.55 und 2.56 zeigen ein hergestelltes Dreiecksgitter. In der Detailansicht ist die Kantensteilheit zu erkennen. Die erkennbare Rasterung entspricht dem im Bitmap-Modus verwendeten Positionierraster von einem Mikrometer.

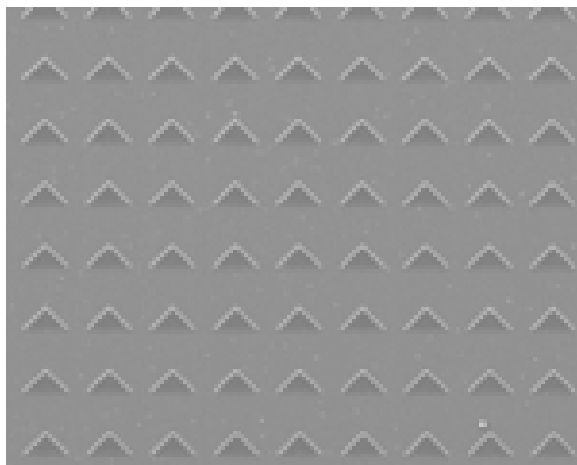


Abbildung 2.55: Hergestelltes Dreiecksgitter mit einer Periode von $50\ \mu\text{m}$

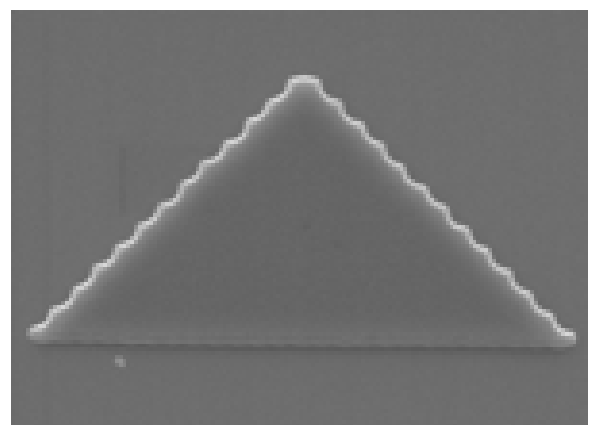


Abbildung 2.56: Detailansicht des Gitters

Fan-Out Elemente (Dammanngitter) Gitter, die darauf optimiert werden, gleich starke Intensitäten in mehreren Beugungsordnungen zu haben, haben eine Vielzahl von Anwendungen, beispielsweise in der Telekommunikation. Die Berechnung dieser diffraktiven Mehrfachstrahlteiler oder Fan-Out Elemente, wie sie oft bezeichnet werden, erfolgte mit einer iterativen Optimierung, die im Kap. 4 beschrieben wird. Im Rahmen dieser Arbeit kamen diese Elemente auch zur Specklereduktion für Laser-TV zum Einsatz, auf die im Abschn. 5.2 eingegangen wird. Auf die Problematik bei der Herstellung dieser Strukturen wurde im Abschn. 2.2.2 bereits eingegangen.

Die Abbildungen 2.57 und 2.58 zeigen ein hergestelltes Element zur Erzeugung von 9×9 Punkten, das eindimensional berechnet wurde. Die Elemente wurden im Bitmap-Modus hergestellt, der hierauf optimal angepaßt ist, da die Strukturdaten in Form einer Matrix vorliegen und keine genaueren Positionsangaben liefern, wie sie etwa im Vektormodus genutzt werden könnten. Die Strukturierung ist sehr sauber, die Kanten sehr scharf. In der vergrößerten Ansicht sind Erhebungen sichtbar, die eine Größe von einem Mikrometer haben und von belichteten Pixeln umgeben sind. Der noch stehen gebliebene Photoresist an der Stelle des unbelichteten Pixels wurde bei der Belichtung aller um ihn herum liegender Pixel geringfügig mitbelichtet, was aufgrund der räumlichen Ausdehnung der gaussförmigen Intensitätsverteilung im Schreibspot unvermeidbar ist. Um dennoch zu erreichen, daß, wie hier zu sehen, der Photolack an diesen Pixel noch stehen bleibt, muß eine Optimierung aller Parameter des Schreibprozesses durchgeführt werden.

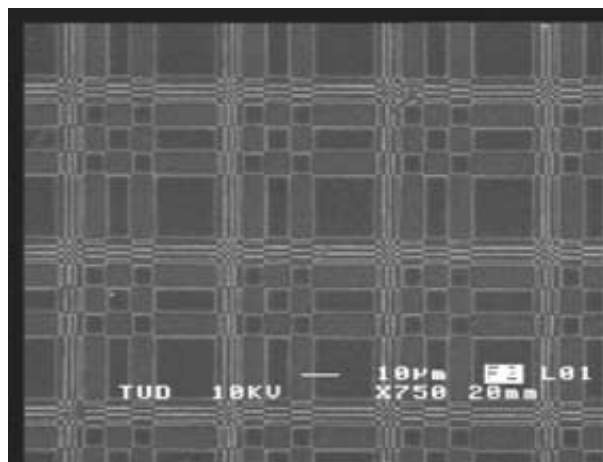


Abbildung 2.57: Dammanngitter zur Erzeugung einer Matrix von 9×9 Punkten

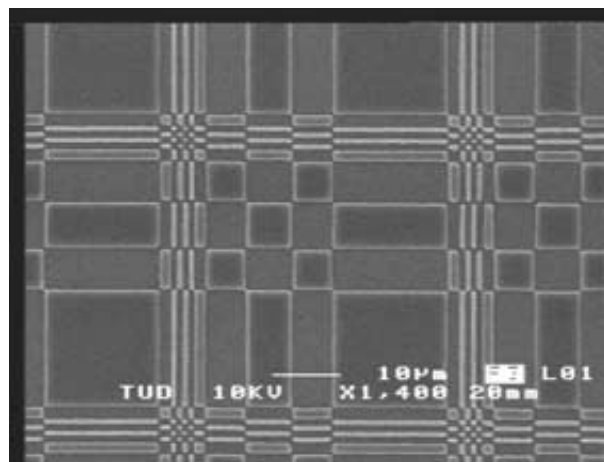


Abbildung 2.58: Vergrößerte Ansicht des Dammanngitters

Die Abb. 2.59 zeigt ein hergestelltes Element, das zweidimensional berechnet wurde, Abb. 2.60 zeigt das dazugehörige Beugungsbild. Die gemessene Gesamteffizienz lag hier bei 75%. Die Schwierigkeit bei Elementen für eine gerade Anzahl von Punkten ist die Intensität in der nullten Ordnung, die aus zuvor genannten Gründen immer ungleich null ist. Für das gezeigte Element wurden Versuchsreihen durchgeführt, um die Lackdicke exakt einzustellen. Dies ist, wie zuvor bereits erläutert wurde, ein wesentlicher Faktor zur Reduzierung der

Intensität in der nullten Ordnung.

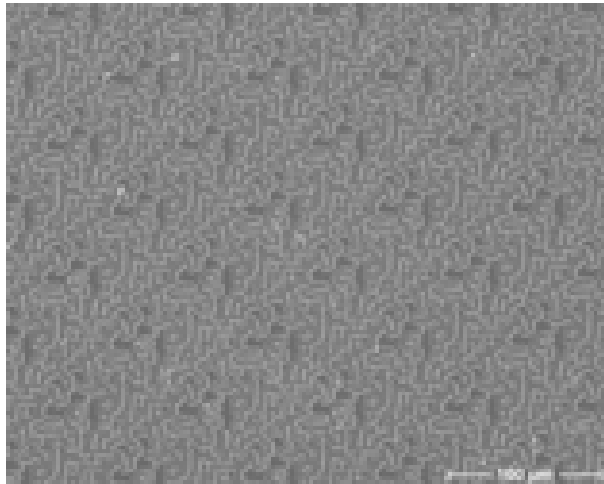


Abbildung 2.59: Fan-Out Element zur Erzeugung einer Matrix von 6×6 Punkten

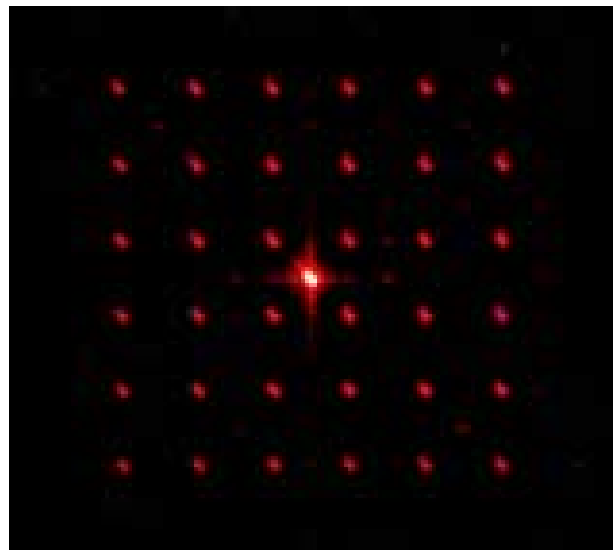


Abbildung 2.60: Aufgenommenes Beugungsbild des nebenstehenden Fan-Out DOEs

In Abb. 2.61 ist ein hergestelltes Element dargestellt, das ebenfalls zweidimensional berechnet wurde, wie an der fehlenden Symmetrie zu erkennen ist. Da die Punktzahl ungerade ist, mußte die nullte Ordnung hier nicht eliminiert werden. Das zugehörige Beugungsbild ist in Abb. 2.62 gezeigt. Für ungerade Punktzahlen konnten grundsätzlich Beugungseffizienzen erreicht werden, die einige Prozent über den Effizienzen für gerade Punktzahlen lagen. Die Abbildungen 2.63 und 2.64 zeigen weitere hergestellte Fan-Out Elemente für 3×3 , bzw. 9×9 Punkte.

Fadenkreuz Für eine spezielle Anwendung wurden DOEs berechnet, die ein Fadenkreuz mit sehr hohem Öffnungswinkel erzeugen, worauf in Abschn. 5.4.1 im Detail eingegangen wird. Die Elemente bestehen aus bis zu 50 verschiedenen Dammanngittern verschiedener Perioden und erzeugen durch die hohe Anzahl der zugehörigen Beugungsordnungen sehr viele Punkte, womit der Eindruck einer durchgezogenen Linie vermittelt wird. Dies geschieht in horizontaler und in vertikaler Richtung, um ein Kreuz zu erzeugen. Die hergestellten Strukturen haben eine Fläche von mehreren Quadratzentimetern. Die Schwierigkeit lag vor allem in der strengen Einhaltung der Spezifikationen, auf die später eingegangen wird. Die Abbildungen 2.65 und 2.66 zeigen Ausschnitte aus derartigen DOEs.

Fresnel-Linsen

Die Abbildungen 2.67 und 2.68 zeigen eine im Bitmap-Modus geschriebene binäre Fresnel-Linse, deren Gesamtdurchmesser 3 mm betrug. Größere Elemente dieser Art wurden ebenfalls hergestellt, jedoch in der Regel im Vektormodus. Der Vektormodus und die Vorteile,

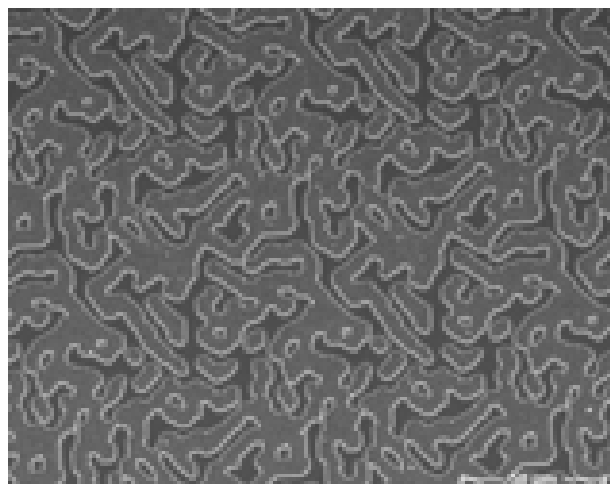


Abbildung 2.61: Fan-Out Element zur Erzeugung einer Matrix von 19×19 Punkten

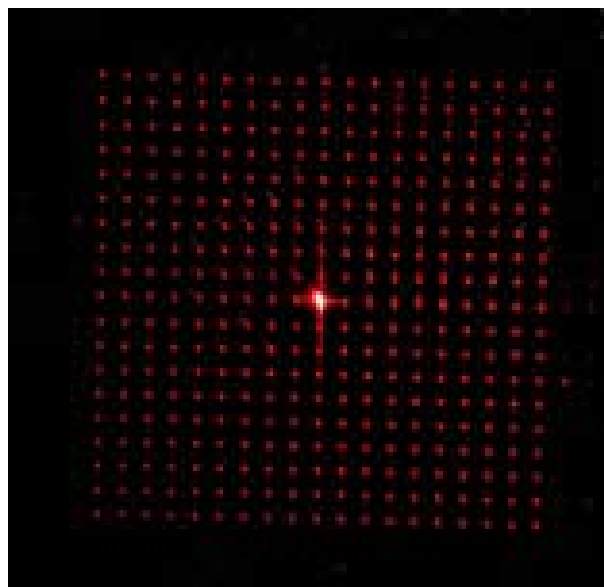


Abbildung 2.62: Aufgenommenes Beugungsbild des nebenstehenden Fan-Out DOEs

die er insbesondere auch für das Schreiben von Fresnel-Linsen bietet, sind in Abschn. 2.1.2 beschrieben.

IFTA-Elemente

Während DOEs, die über analytische Verfahren berechnet werden, eine regelmäßige Struktur haben, weisen iterativ berechnete DOEs unregelmäßige Strukturen mit häufigen Sprungstellen (Übergänge von null auf π und umgekehrt) auf. Die auftretenden Strukturgrößen sind bei iterativ berechneten Elementen in aller Regel kleiner, was sie für die Herstellung anspruchsvoller macht.

In den Abbildungen 2.69 und 2.70 wird ein solches iterativ berechnetes Element gezeigt, das entworfen wurde um im Fernfeld (Fouriertransformation) ein Firmenlogo darzustellen. Es wurde im Bitmap-Modus hergestellt, wie alle anderen im Rahmen dieser Arbeit iterativ berechneten Elemente auch, mit Ausnahme der in Abschn. 2.2.2 besprochenen Fan-Out Elemente. Der Bitmap-Modus ist den iterativen Berechnungsverfahren, bzw. dem Format (es handelt sich um eine Matrix) in dem die Daten am Ende der Berechnung vorliegen, angepaßt. Obwohl der Vektormodus prinzipiell höhere Positionsgenauigkeiten ermöglicht, ist sein Einsatz hier von Nachteil. Die Strukturdaten liefern keine genaueren Positionsinformationen als dies bereits durch das Bitmap-Format geschieht. Durch die hohe Anzahl von Vektoren wird die Schreibzeit im Vektormodus jedoch deutlich länger. Wie in der Detailansicht (Abb. 2.70) gut zu erkennen ist, sind die Kanten sehr scharf. Für die vorliegende Struktur wurde mit einem Schreibspot von $1\ \mu\text{m}$ Durchmesser gearbeitet und einer kleinsten Strukturgröße von $2\ \mu\text{m}$. Die kleinsten dargestellten Flächen sind entsprechend

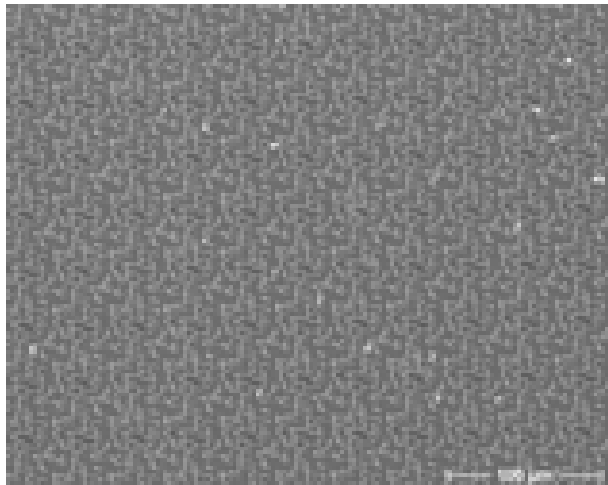
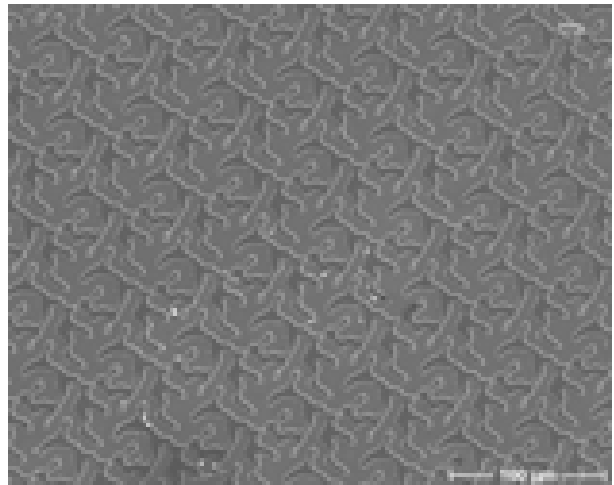
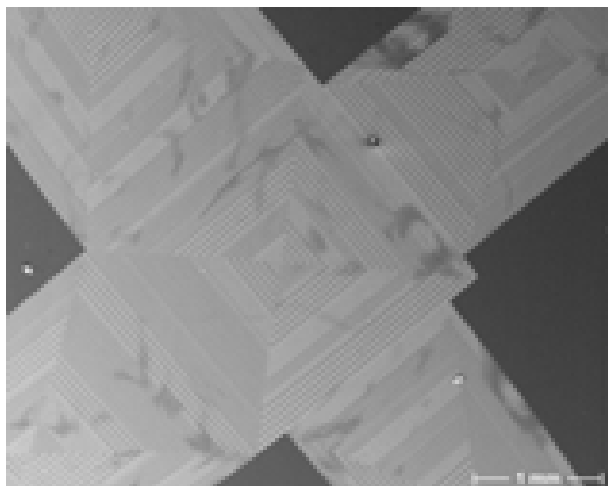
Abbildung 2.63: Fan-Out Element zur Erzeugung einer Matrix von 3×3 PunktenAbbildung 2.64: Fan-Out Element zur Erzeugung einer Matrix von 9×9 Punkten

Abbildung 2.65: Hergestelltes DOE zur Erzeugung von fünf Fadenkreuzen

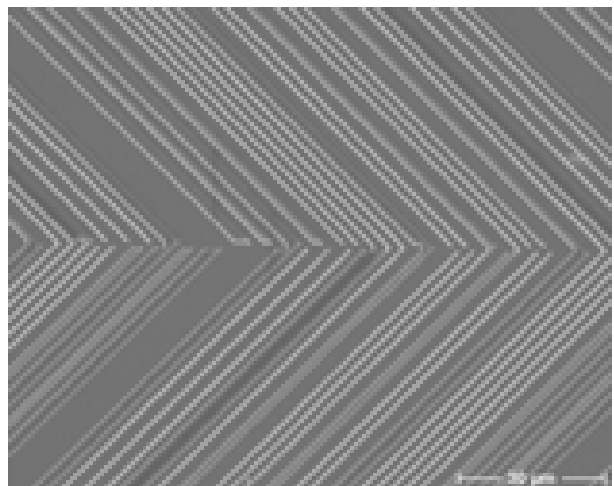


Abbildung 2.66: Ausschnitt aus der im Vektor-Modus geschriebenen Struktur

quadratisch und $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ groß. Sie sind in der Detailansicht noch gut zu erkennen. In der Abb. 2.71 ist ein weiteres mit diesem Algorithmus berechnetes Element zu sehen. In Abb. 2.72 ist dessen optische Antwort dargestellt. Obwohl hier, bei optimaler Einstellung der Lackdicke, Beugungseffizienzen erreicht werden konnten, die nahe am theoretischen Maximum lagen, zeigt sich im Beugungsbild ein bekanntes Problem des Verfahrens. Die Speckles im Bild stören die Qualität deutlich. Dieses Problem ist auch allen anderen ähnlich arbeitenden Algorithmen gemein, die, ausgehend von Zufallslösungen, eine Optimierung durchführen. Auf diese Problematik wird in Kap. 4 ausführlich eingegangen.

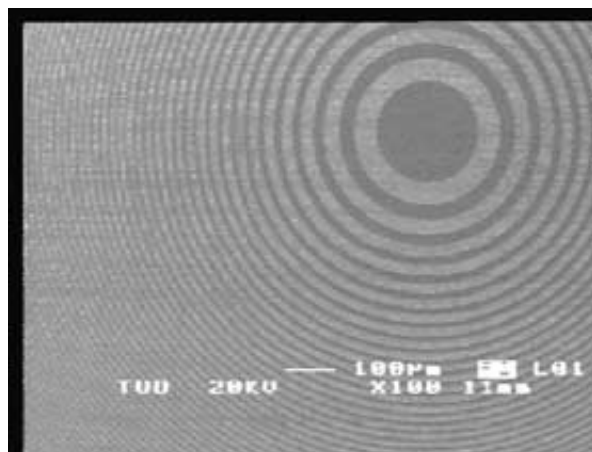


Abbildung 2.67: Fresnel-Zonen Linse

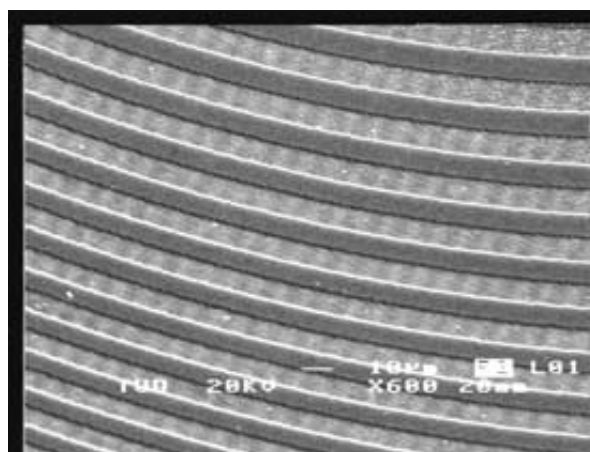


Abbildung 2.68: Vergrößerte Ansicht

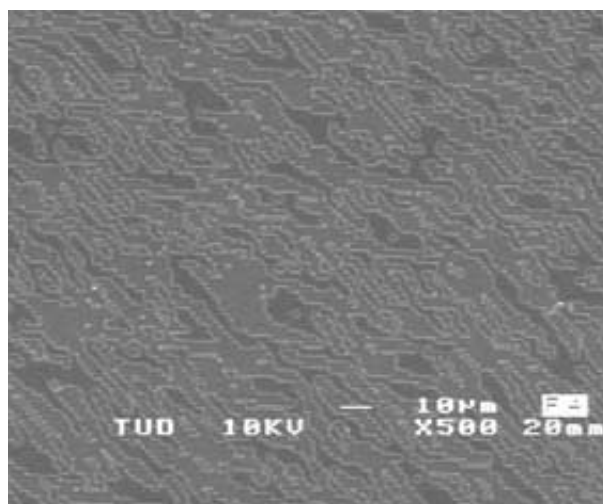


Abbildung 2.69: Mit dem IFT-Algorithmus berechnes Element

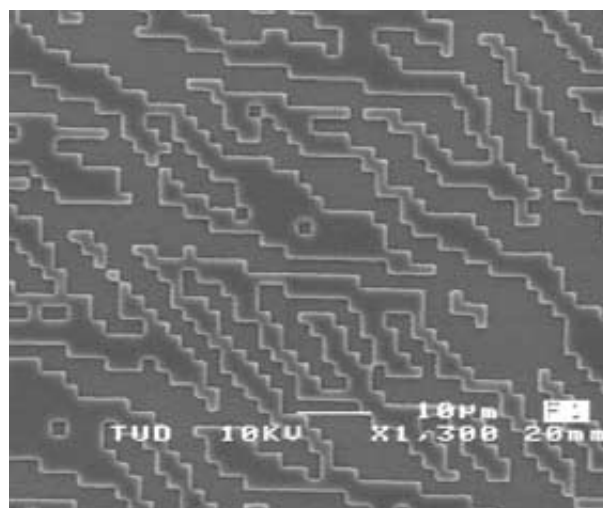


Abbildung 2.70: Vergrößerte Ansicht

Analytisch berechnete DOEs

Analytische Berechnungsmethoden für DOEs, sie werden in Kap. 4 besprochen, liefern glatte Phasenfunktionen, die im Beugungsbild der DOEs keine Speckles entstehen lassen. In Abschn. 4.1 wird auf ein in der Praxis wichtiges Beispiel eingegangen, die Umwandlung eines kreisförmigen Laserstrahls mit gaussförmiger Intensitätsverteilung in ein homogen ausgeleuchtetes Rechteck. In den Abbildungen 2.73 und 2.74 ist ein hergestelltes Element gezeigt, das entworfen wurde, um diese Umwandlung vorzunehmen. In Abb. 2.75 ist die optische Antwort des Elements bei gaussförmiger Eingangsintensität gezeigt. Die Ausleuchtung der quadratischen Flächen in der ersten und minus ersten Beugungsordnung ist sehr homogen. Die Beugungseffizienz in jeder der beiden ersten Ordnungen lag bei knapp 35%

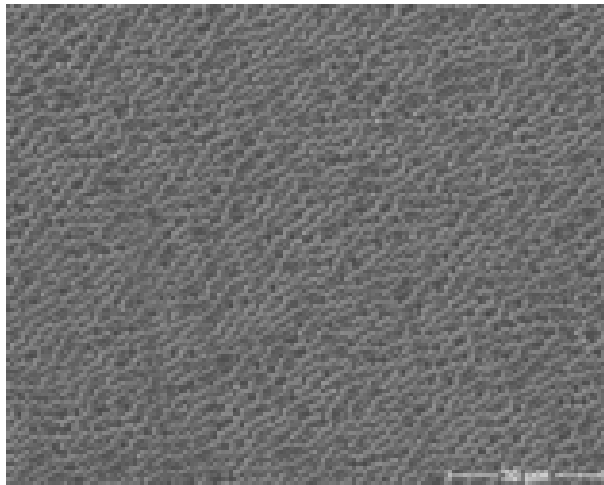


Abbildung 2.71: Mit dem IFT-Algorithmus berechnetes Element



Abbildung 2.72: Optische Antwort des nebenstehenden DOEs

und damit nur etwas unter dem theoretisch maximal erreichbaren Wert von 40,5%. Die Differenz rührt von Reflexionsverlusten an den Grenzflächen und von der Intensität in der nullten Ordnung, die sich, wie zuvor bereits besprochen, in der Praxis nie ganz auslöschen läßt.

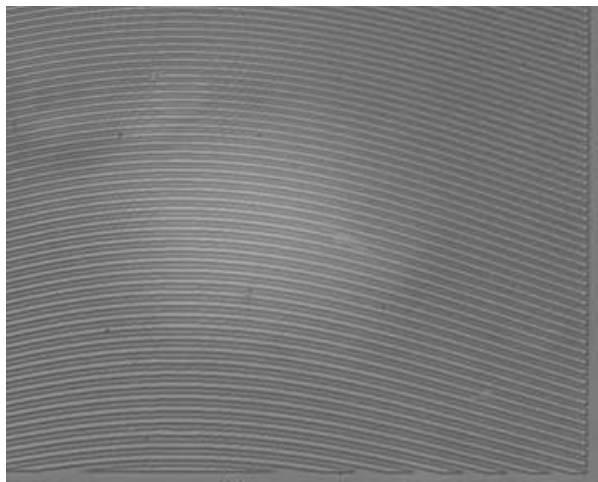


Abbildung 2.73: Analytisch berechnetes Element zur Umwandlung Gauss-Quadrat

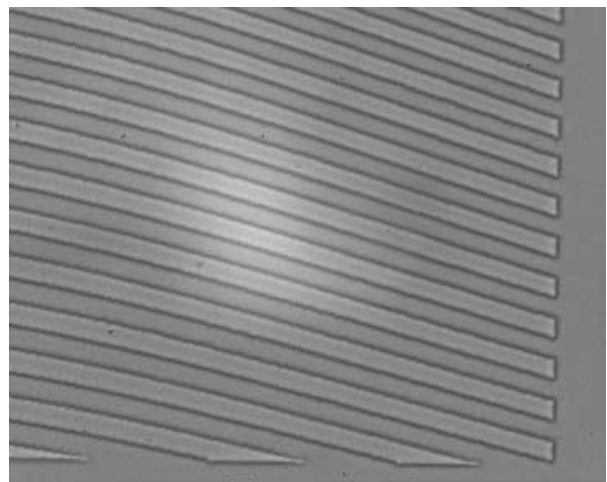


Abbildung 2.74: Vergrößerte Ansicht

Lokal analytisch berechnete DOEs Der Einsatz analytischer Verfahren ist zwar sehr vorteilhaft, wie in Kap. 4 dargestellt, jedoch nur selten direkt möglich. Wie dort erläutert, können dann lokal analytisch arbeitende Verfahren sehr gute Resultate liefern. Im folgenden sind einige Ergebnisse dargestellt.

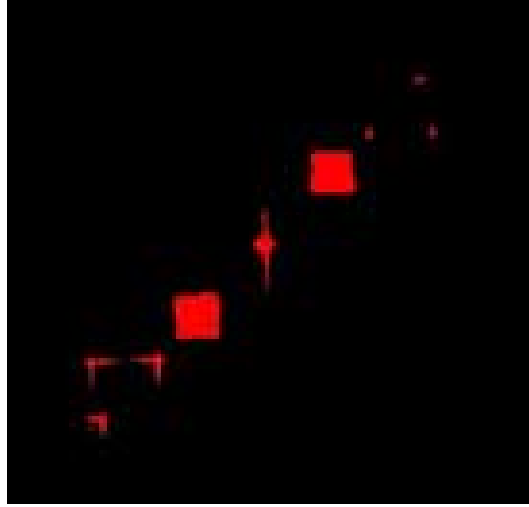


Abbildung 2.75: Optische Antwort des DOEs zur Umwandlung Gauss-Quadrat

In den Abbildungen 2.76 und 2.77 ist ein DOE mit seiner optischen Antwort dargestellt, das für die Umwandlung in eine ringförmige Intensitätsverteilung berechnet wurde. Die Erzeugung einer solchen Verteilung ist auch mit vollständig analytischen Verfahren machbar, während bereits die in den Abbildungen 2.78 und 2.79 gezeigte Umwandlung in eine dreiecksförmige Intensitätsverteilung dies nicht ist. Ebenso analytisch durchführbar ist die Umwandlung Gauss-Quadrat, die in den Abbildungen 2.80, 2.81 und 2.82 gezeigt wird. Hierauf wird bei der Besprechung der Berechnungsmethoden später noch detailliert eingegangen.

DOEs zur Erzeugung optischer Wirbel

Ein optischer Wirbel ist eine transversale optische Struktur mit einer schraubenförmigen (helixartigen) Phasenverteilung (Abb. 2.83) und einer ringförmigen (doughnutförmigen) Intensitätsverteilung (Abb. 2.84). Die Ganghöhe einer solchen Phasenschraube ist hierbei ein ganzzahliges Vielfaches m von 2π , wobei m als topologische Ladung bezeichnet wird.

Optische Wirbel gehören zur Familie der Laguerre-Gauss'schen Moden. Im Zentrum des Wirbels befindet sich keine Intensität, da dort alle Phasen koexistieren und somit destruktiv miteinander interferieren. Eine derartige Erscheinung wird als Phasensingularität bezeichnet. Die elektrische Feldverteilung eines linear polarisierten optischen Wirbels kann unter Vernachlässigung der Ausbreitungsrichtung wie folgt in Zylinderkoordinaten ρ , φ und z beschrieben werden, wobei E_0 die Amplitude des Lichtfeldes ist und ρ_0 seine transversale Ausdehnung beschreibt.

$$E_{\rho,\varphi,z} = E_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^m e^{-\rho^2} e^{im\varphi} \quad (2.15)$$

Optische Wirbel haben einige bedeutende Anwendungen. Beispielsweise werden beim Einfangen von mikroskopischen Partikeln (sog. laser trapping) mit ihnen deutlich bessere Re-

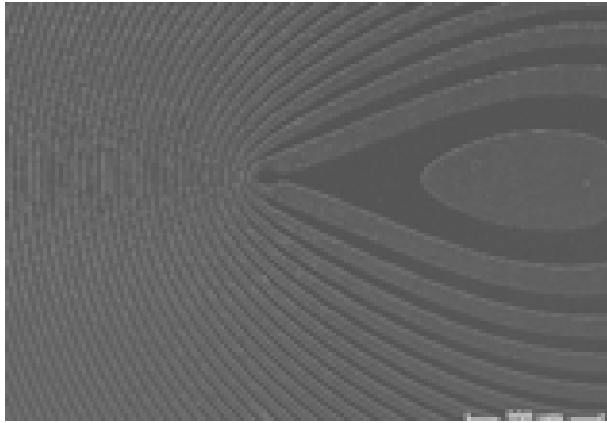


Abbildung 2.76: Analytisch berechnetes Element zur Umwandlung Gauss-Ring



Abbildung 2.77: Optische Antwort

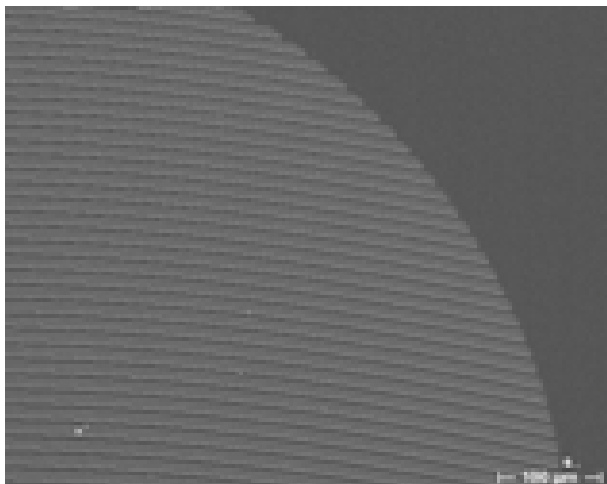


Abbildung 2.78: Ausschnitt des DOEs zur Umwandlung Gauss-Dreieck

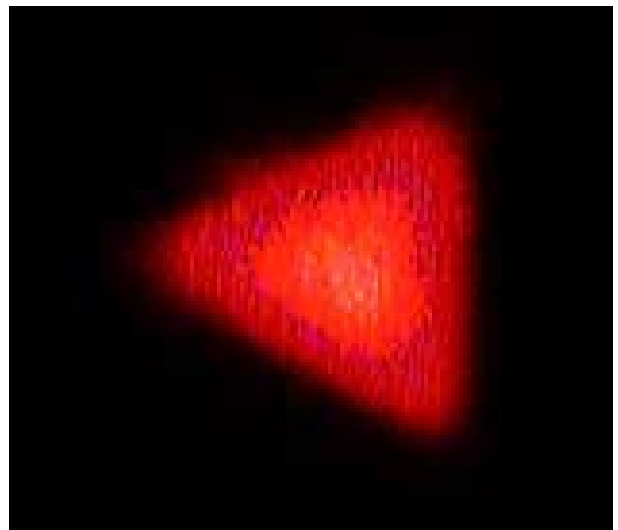


Abbildung 2.79: Erzeugte Intensitätsverteilung

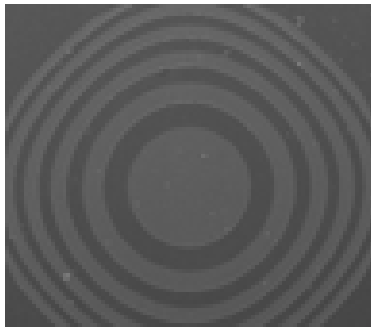


Abbildung 2.80: Analytisch berechnetes Element zur Umwandlung Gauss-Quadrat

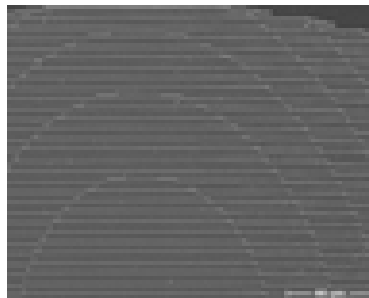


Abbildung 2.81: Ausschnitt aus einem anderen, ebenso berechneten DOE



Abbildung 2.82: Optische Antwort des zweiten DOEs

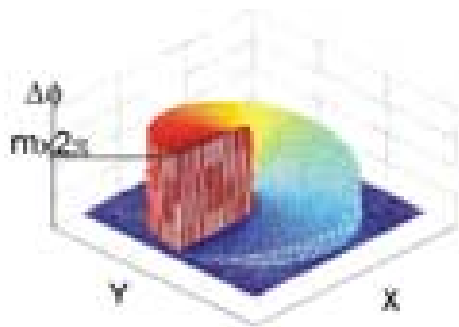


Abbildung 2.83: Phasenverteilung eines optischen Wirbels

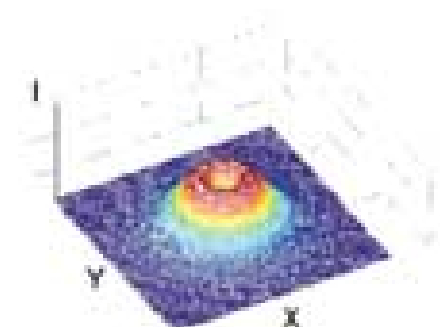


Abbildung 2.84: Erzeugte doughnutförmige Intensitätsverteilung

sultate als mit Gauss-förmigen oder ringförmigen Strahlen erzielt [12][13][14].

Ihre Erzeugung kann auf verschiedene Weise erfolgen: durch Beugung an Hologrammen [15][16], durch das direkte Aufprägen des helixartigen Phasenprofils mit Phasenmasken [17][18], oder durch geeignete Strahlformung im Laserresonator [19][20].

In der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* wurden die zwei erstgenannten Verfahren angegangen. Ein direktes Aufprägen der Phase wurde mit einem Adaptiven Optischen Element durchgeführt. Durch Verwendung eines Flüssigkristalls konnte dieses Element elektrisch geschaltet werden und so verschiedene topologische Ladungen realisieren. Diese Arbeiten werden bei Somalingam [21] im Detail beschrieben. Als zweites Verfahren wurden in Kooperation mit Herrn Carsten Weilnau und der Arbeitsgruppe *Photorefraktive Optik* Hologramme berechnet, die als binäre DOEs laserlithographisch in Photolack hergestellt wurden. In den Abbildungen 2.85 und 2.86 ist ein Vergleich zwischen einer computergenerierten

und einer interferometrisch gewonnenen Beugungsstruktur dargestellt. Beide entsprechen der Überlagerung einer helixartigen Phase mit einer ebenen Welle. Die Übereinstimmung ist sehr gut, was auch durch die durchgeführten Experimente nachgewiesen werden konnte. Die Abbildungen 2.87 und 2.88 zeigen Aufnahmen von hergestellten DOEs für Ladungen von $m=3$ und $m=2$. Die Ladung m ist hier als $1 : m$ Verzweigung in der Mitte der Elemente erkennbar.

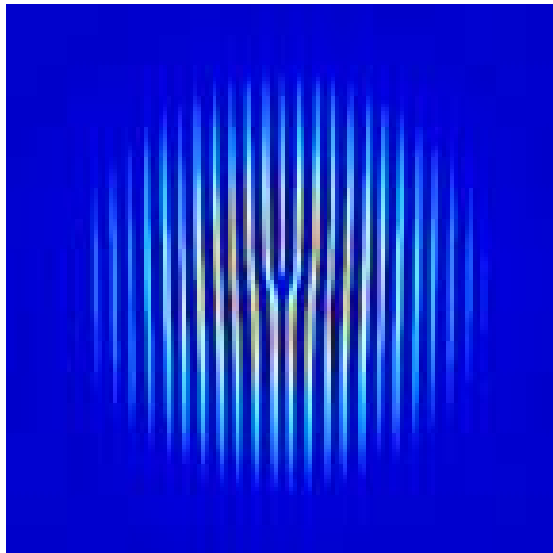


Abbildung 2.85: Durch Überlagerung einer Welle mit helixartiger Phase und einer ebenen Welle berechnete Beugungsstruktur

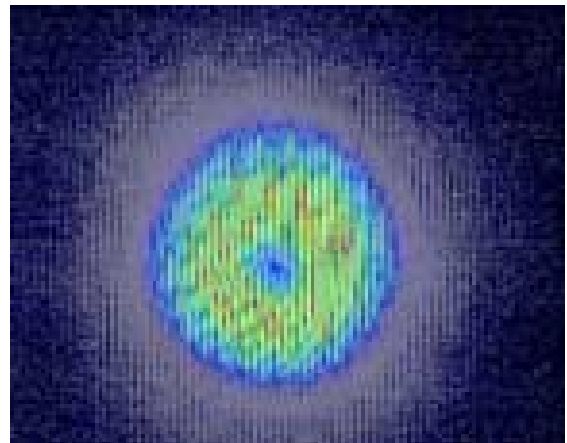


Abbildung 2.86: Experimentell gewonnene Beugungsstruktur

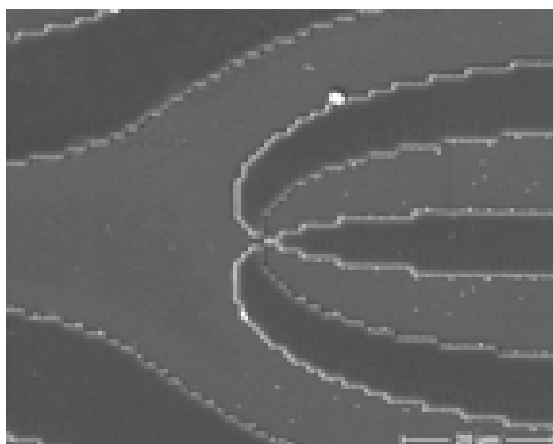


Abbildung 2.87: Hergestelltes DOE für $m=3$

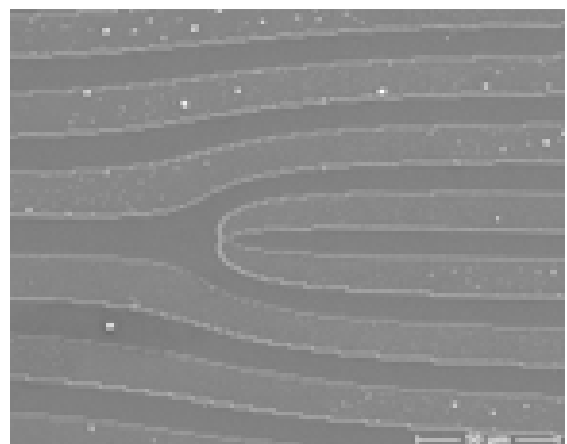


Abbildung 2.88: Hergestelltes DOE für $m=2$

In Abb. 2.89 sind Intensitätsverteilungen für verschiedene topologische Ladungen dargestellt, die mit Hilfe der hergestellten diffraktiven Elemente erzeugt wurden. Sie entsprechen

sehr gut den theoretisch berechneten Verteilungen. Abgesehen von der hohen Kantenschärfe der Elemente, wurde auch die Höhe des Photolacks sehr genau getroffen, so daß die maximale theoretische Beugungseffizienz von 40,5% auch praktisch erreicht werden konnte.

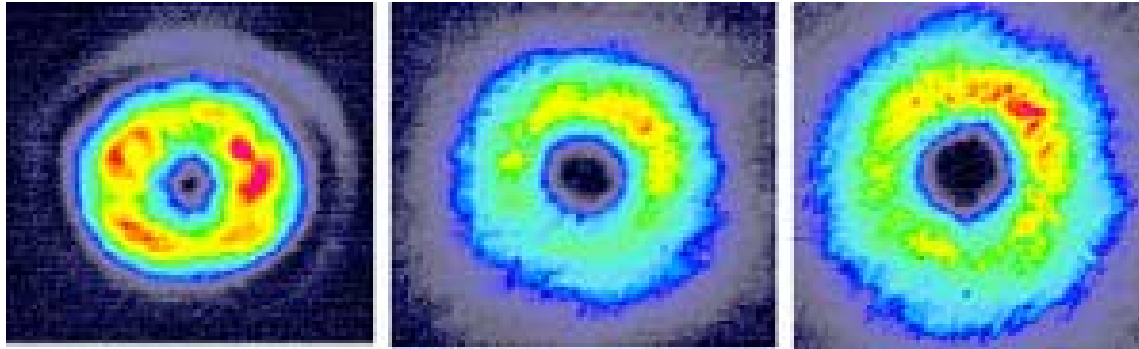


Abbildung 2.89: Mit DOEs gewonnene Intensitätsverteilungen für $m=1$, $m=2$, $m=3$.

Herstellung von Chrommasken

Auf die Herstellung von Chrommasken wird in 2.3 genauer eingegangen. Es wurde ein Verfahren untersucht, das Chrom durch direktes Belichten so in der Struktur zu verändern, daß es sich im nachfolgenden Ätzprozeß auflöst (Laserinduzierte Oxidation). Bessere Resultate wurden jedoch erzielt, wenn zunächst eine Photolackschicht strukturiert wurde, die im naßchemischen Ätzprozeß an den unbelichteten Stellen als Maske fungiert und das darunterliegende Chrom schützt. Die nachfolgenden Abbildungen 2.90 und 2.91 zeigen einen auf diese Weise hergestellten Doppelspalt. In der Detailansicht wird sichtbar, wie scharf die erzeugte Kante ist. Allerdings war für die Erzielung derartiger Resultate eine Reihe von Optimierungsschritten notwendig, auf die in [63] in Detail eingegangen wird. Die Kantenschärfe war so gut, daß Schneiden hergestellt werden konnten, die für die Vermessung von Sub-Mikrometer Fokusspots mit dem Knife-Edge Verfahren eingesetzt wurden. Diese Anwendung wird in Abschn. 5.1.3 beschrieben.

Gußformen für dreidimensionale Gitter

In Zusammenarbeit mit Herrn Bernd Badenhop und der Firma *Corrsys-Datron GmbH* wurde eine Gußform hergestellt, die derartig strukturiert ist, daß sich mit ihrer Hilfe Folien herstellen lassen, die als optische Phasenelemente fungieren können. Sie enthalten eine Schachbrettstruktur in der Mitte, umgeben von Gittern, die als Justagehilfe dienen. Stapelt man mehrere dieser Folien übereinander, so erhält man ein dreidimensionales Gitter. Theoretische Betrachtungen und optische Simulationen zu diesen neuartigen dreidimensionalen Gittern sind in [10] zu finden. Im folgenden sind die zur Herstellung notwendigen Prozeßschritte erläutert:

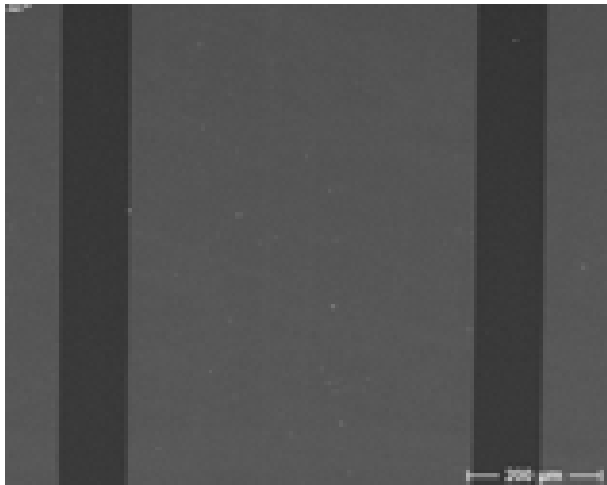


Abbildung 2.90: Hergestellter Doppelspalt aus Chrommaske auf Quarzglas

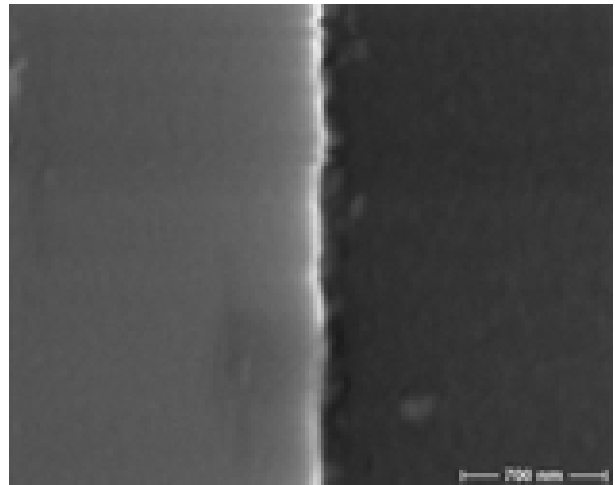


Abbildung 2.91: Vergrößerte Ansicht der Kante eines Spaltes

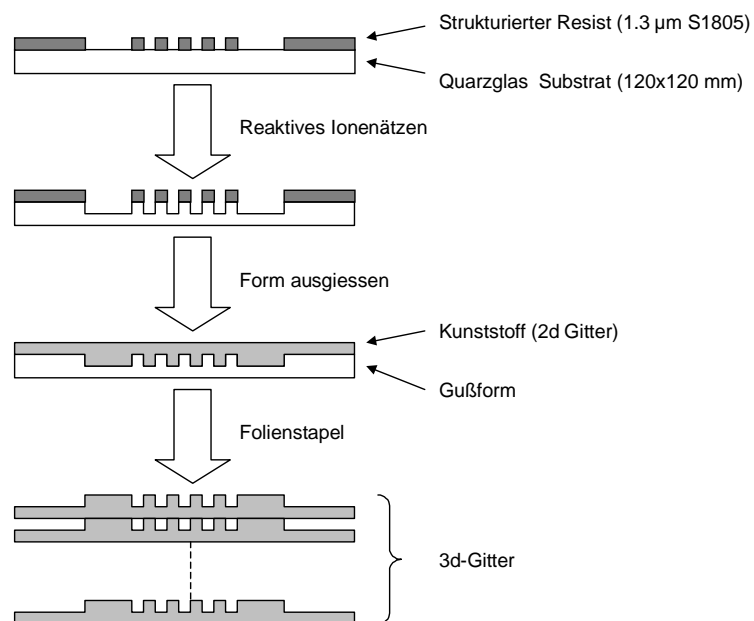


Abbildung 2.92: Anwendung der Gußform zur Herstellung dreidimensionaler Gitter

- Ein mit Photoresist beschichtetes Glassubstrat wird mit dem Lithographiesystem strukturiert (siehe Abb. 2.92). Um die Datenmenge vertretbar zu halten, wurde die Schachbrettstruktur als Bitmap definiert, während die Justagegitter vektoriell mit Hilfe eines CAD-Programms beschrieben wurden. Dafür wurden folgende Parameter verwendet

	Schachbrett-Struktur	Justagegitter
Photoresist	S1805	
Schichtdicke	ca. 1,3 μm (Schleuderdrehzahl 500 min^{-1})	
Tischgeschwindigkeit	70 counts/ms	120 counts/ms
Intensität	2 mW	2 mW
Punkt-/Linienabstand	0,75 μm	0,75 μm

- Durch Reaktives Ionenätzen wird die Struktur in das Glas übertragen. Nach Abwaschen des Resists ist die Gußform fertig.
- Durch Lösen von in Granulatform vorliegendem Polycarbonat (4 cm Durchmesser, mit und ohne UV-Absorber) in Chloroform wird eine zweiprozentige Lösung hergestellt, deren Konzentration mit einem Viskosimeter eingestellt wird. Die Lösung wird in die Gußform gegossen und ausgehärtet. Man kann die ca. 50 μm starke Folie von der Form trennen und erhält so einen Abdruck der Struktur.
- Es werden mehrere auf diese Weise hergestellte Folien übereinander gestapelt, welche zusammen eine dreidimensionale Struktur bilden.

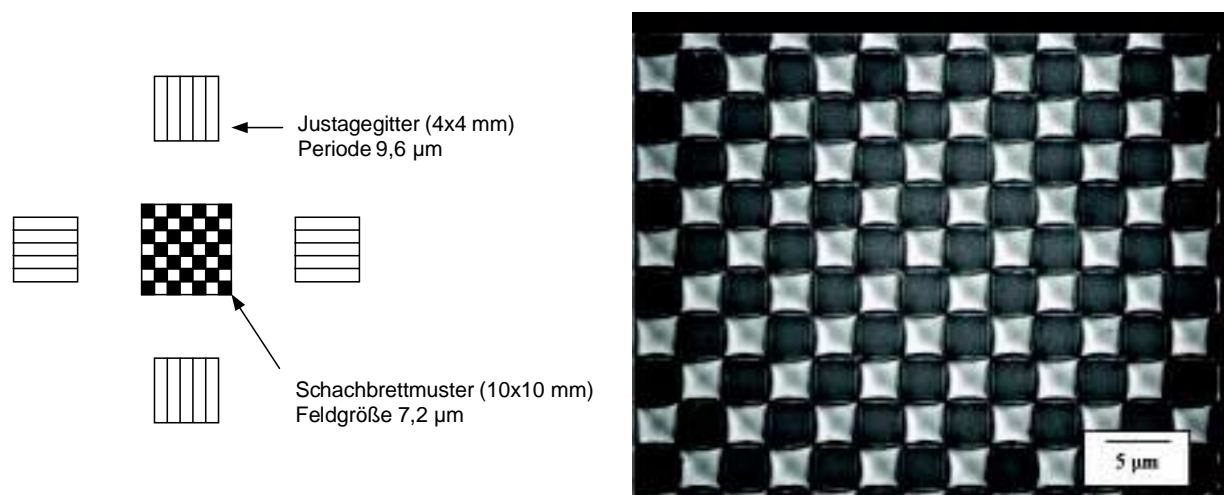


Abbildung 2.93: Resiststruktur der Gußform.

In Abb. 2.93 ist ein hergestelltes Element abgebildet. Trotz der hohen benötigten Auflösung, konnte es sauber strukturiert werden und zeichnete sich durch scharfe Kanten aus. Die Herstellung von Folien war dadurch, wie geplant, problemlos durchführbar.

Kristallprobenhalter

Um Mikrokristalle der Größe nach zu sortieren und zum Zweck der mikroskopischen Untersuchung und Mikromanipulation zu fixieren, wurden in Zusammenarbeit mit Herrn Lhoucine Ben mohammadi und der AG *Laserphysik und Nichtlineare Optische Materialien* die in

Abb. 2.94 gezeigten Photomasken aus Chrom hergestellt. Diese Struktur wurde anschließend mittels Photolithographie auf ein mit Photoresist beschichtetes Quarzglassubstrat kopiert. Beim nachfolgenden Reaktiven Ionenstrahlätzen, das in Abschn. 2.4.2 beschrieben ist, wurde die Photoresiststruktur dann in das darunterliegende Quarzglas übertragen.

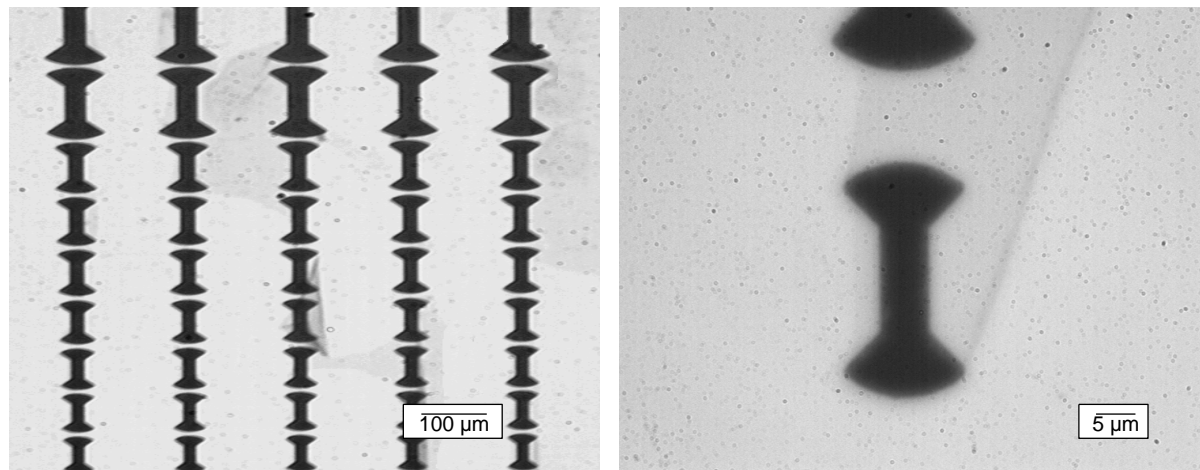


Abbildung 2.94: Probenhalter für Kristalle

Die hantelförmige Gestalt der Öffnungen in der Maske wurde der Form der Kristalle nachempfunden. In einer späteren Anwendung sollen die Kristalle auf die strukturierte Glasplatte gegeben werden, so daß sie sich entsprechend ihrer Größe in den Vertiefungen anordnen. Die Vertiefungen besitzen eine Länge zwischen 30 und 330 µm.

2.3 Herstellung von Elektrodenstrukturen für Flüssigkristallelemente

Das beschriebene Lithographiesystem wurde in erster Linie zur Herstellung von DOEs verwendet, jedoch wurden mit dem gleichen System auch Elektrodenstrukturen für Adaptive Optische Elemente hergestellt. Für diese, auf (i.d.R. nematischen) Flüssigkristallen basierenden Elemente, wurden im Rahmen dieser Arbeit Elektrodenstrukturen hergestellt (siehe auch Abschn. 2.2.3), außerdem wurden sie als Komponente für das neuartige Pickup-System für die DVD (Digital Versatile Disk) eingesetzt, das in Abschn. 5.1 beschrieben wird. Die Entwicklung der Adaptiven Elemente wurde ebenfalls in der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* durchgeführt, ist aber Gegenstand anderer Arbeiten, die in den entsprechenden Abschnitten zitiert werden.

Zwei Aspekte bei der hier beschriebenen Elektrodenherstellung sind auf die Herstellung von DOEs übertragbar. Zum einen sind die Probleme bei der Herstellung dieser großen rotationssymmetrischen Strukturen die gleichen, die bei vielen DOEs auftreten, insbesondere auch bei der in der Praxis sehr wichtigen Herstellung von Fresnelzonenlinsen. Zum anderen ist der hier im Detail beschriebene Herstellungsprozeß mit mehreren Entwicklungs-, Ätz- und Photolithographieschritten, sowie der Verwendung von Positiv- und Negativresist der umfangreichste und vollständigste. Er wird daher stellvertretend für alle anderen, ähnlich ablaufenden Prozesse beschrieben, von denen in dieser Arbeit noch die Rede sein wird.

Die benötigten Elektrodenstrukturen besitzen im allgemeinen recht große Abmessungen im Bereich mehrerer Quadratzentimeter und weisen gleichzeitig Details auf, die ein Auflösungsvermögen im Bereich eines Mikrometers erfordern. Dies stellt hohe Anforderungen an die Lithographie. Im pixelierten Modus wäre die Datenmenge nicht zu bewältigen, weshalb diese Struktur im Vektormodus dargestellt wurde. In den in Abb. 2.95 schwarz dargestellten Bereichen soll das Indium-Zinn-Oxid (ITO) nicht abgelöst werden und muß deshalb von Photoresist bedeckt bleiben. Auf der Restfläche wird das ITO naßchemisch weggeätzt, dort muß der Resist restlos entfernt sein. Für diese Aufgabe existieren Photoresiste mit gegensätzlichem Verhalten, wie in der Abb. 2.95 dargestellt ist:

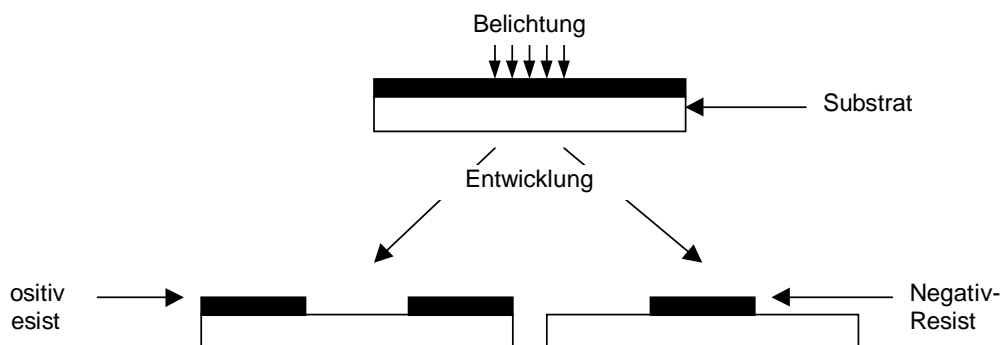


Abbildung 2.95: Unterschiedliche Resistsysteme

Positiv-Resist: Beim Entwickeln werden die belichteten Bereiche aufgelöst. Wollte man die Elektrodenstruktur mit diesem Material herstellen, müßte der gesamte Bereich, der nicht zur Struktur gehört, beschrieben werden, was extrem lange Schreibzeiten erfordert.

Negativ-Resist: Nach dem Entwickeln sind nur die belichteten Bereiche erhalten geblieben, dieser Resist zeigt also ein zum Positiv-Resist entgegengesetztes Verhalten. Die Belichtung dieses Materials erfordert Wellenlängen von unter ca. 460-470 nm, wie sie in dem zur Photolithographie eingesetzten Mask-Aligner verwendet werden (ca. 300 nm). Aus diesem Grund wurde im Verlauf der Arbeit der Argon-Ionen Laser bei 488 nm durch einen Argon-Ionen Laser mit 458 nm Wellenlänge ergänzt.

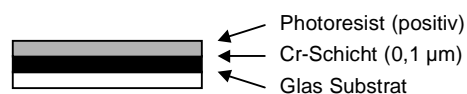
Die Frage, ob Positiv- oder Negativ-Resist verwendet werden sollte, stellte sich auch bei verschiedenen großflächigen DOEs, wenn die Schreibzeit für den einen oder anderen Fall deutlich kürzer war. Wenn nicht anders vermerkt, wurde jedoch Positivresist verwendet, da dieser in der Handhabung einfacher war. Abgesehen von der, durch die chemische Zusammensetzung bedingten, besseren Auflösung konnte durch Wahl des geeigneten Entwicklers (es standen beim Positiv-Resist mehrere zur Wahl) und dessen Verdünnung auch das Kontrastverhältnis eingestellt werden. Ein geringer Kontrast war für die Herstellung kontinuierlicher Profile von Vorteil.

Die Herstellung der Elektroden erfolgte in einem kombinierten zweistufigen Verfahren, das im folgenden beschrieben wird.

Herstellungsschritte Mit dem Lithographiesystem wurde zunächst eine (inverse) Maske unter Verwendung des Positiv-Resists hergestellt (Schritte 1-4). Diese wurde mittels eines Mask-Aligners in den Negativ-Resist auf den ITO-Substraten kopiert und hinterließ dort nach dem Entwickeln ein positives Abbild der Struktur (Schritte 5-7). Diese Vorgehensweise gestattete es, mit nur einer Maske viele Exemplare der Struktur herzustellen, was bei den relativ großflächigen Masken zu einer enormen Zeitersparnis führte. Allerdings stellt die Einführung dreier zusätzlicher Prozeßschritte auch eine mögliche Fehlerquelle dar, so daß eine sehr genaue Kontrolle dieser Schritte erforderlich war.

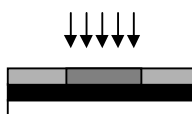
Der im hier beschriebene Herstellungsprozeß mit sieben Schritten ist der umfangreichste, der durchgeführt wurde. Die einzelnen Schritte sind analog zu denen, die in dieser Arbeit auch für die Herstellung anderer Elemente (DOEs) angewendet wurden, weshalb sie im folgenden mit den erforderlichen Parametern erläutert werden:

1. Cr-Substrat beschichten



- Auf das Glassubstrat wird eine Chromschicht von etwa 100 nm Stärke aufgedampft. Dieser Schritt konnte am eigenen Institut durchgeführt werden. Dünnere Schichten zeigten eine unzureichende Absorption, während dickere Schichten dazu neigten, sich abzulösen.
- Auf die Chromschicht wird im Spincoating Verfahren eine 500 nm starke Schicht des S1805 (Positiv-)Photoresists aufgebracht. Gemäß [50] und [25] erfolgte dies eine Minute lang bei 3500 min^{-1} Umdrehungen mit einem anschließenden Backvorgang im Ofen von 30 Minuten Dauer bei 95°C (Softbake). Die Dicke wurde deshalb so gewählt, da sie bezüglich der Homogenität der Schicht die besten Resultate lieferte.

2. Laserbelichtung



- Die gewünschte Struktur wird mit der Lithographieanlage in den Photoresist geschrieben. Dabei wurde das Objektiv Leitz Fluotar NPL 100x/0.9 verwendet.
- Als Parameter haben sich eine Tischgeschwindigkeit von 120 counts/ms bei einer Intensität von 1,3 mW etabliert⁷ Auf welche Weise diese Parameter ermittelt wurden, ist in Abschn. 2.1.2 gezeigt.

3. Photolack entwickeln



- Das belichtete Substrat wird entwickelt, indem es gemäß [50] eine Minute lang in Entwickler des Typs MF321 bewegt wird.
- Die im Datenblatt vorgeschlagene Temperatur des Entwicklerbades von 20°C sollte eingehalten werden. Insbesondere eine zu niedrige Temperatur (unter 18°C) führte zu unzureichenden Ergebnissen, da der belichtete Resist nicht vollständig entfernt wird.
- Hier muß darauf hingewiesen werden, daß der vom Hersteller des Resists vorgeschlagene Backvorgang bei 115°C (Hardbake) zum Aushärten des Resists nach dem Entwickeln, entfallen sollte. Andernfalls wird die Oberfläche des Chroms oxidiert und wird dabei weitgehend resistent gegen die im folgenden Schritt eingesetzte Ätzlösung. Der Resist hielt der Ätzlösung auch ohne das erfolgte Aushärten hinreichend lange stand.

⁷Diese Werte gelten für die Verwendung eines Argon-Ionen Lasers bei 488 nm.

- Nach dem Entwickeln wurde die Resiststruktur unter dem Mikroskop begutachtet. Stellen, an denen noch Spuren von Photoresist vorhanden sind, etwa aufgrund von Erschütterungen während des Schreibvorgangs, konnten gegebenenfalls durch längeres Entwickeln entfernt werden.

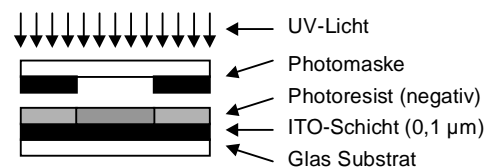
4. Cr-Ätzen



- Vor dem Ätzen wurde das Substrat trocken geblasen, um die Ätzlösung nicht zu verunreinigen.
- Das Ätzen erfolgt in einer Lösung aus 17.5 ml Essigsäure und 100g Ammonium-Cer-Nitrat $Ce(NH_4)_2(NO_3)_6$ in 500 ml deionisiertem Wasser.
- Dazu wird das Substrat zwischen ein und drei Minuten in der Lösung bewegt. Sofern hinreichend große Strukturen auf dem Substrat vorhanden sind, kann mit bloßem Auge festgestellt werden, wann der Ätzprozeß abgeschlossen ist.
- Nach der Kontrolle unter dem Mikroskop kann gegebenenfalls nachgeätzt werden. Dabei ist jedoch Vorsicht geboten, da es bei zu langer Ätzdauer rasch zu Unterätzungen kommt. Dabei dringt die Ätzlösung stellenweise unter den Photoresist und löst die eigentlich zu schützende Chromschicht auf. Die Maske wird dadurch in der Regel unbrauchbar.
- Wenn man mit dem Ergebnis zufrieden ist, wird der Photoresist mit Aceton abgewaschen.

Die Herstellung der Photomaske ist damit abgeschlossen. Die folgenden Schritte beschreiben den Kopierprozeß zum Übertragen der Struktur der Maske auf die ITO-Substrate. Hierzu wurde ein Mask-Aligner MJB3-UV 300 der Fa. *Karl Suess* verwendet, der in der Belichtungseinheit eine Quecksilber-Höchstdruckdampflampe verwendet. Auf diesen photolithographischen Schritt wird in Abschn. 2.4.3 nochmals genauer eingegangen.

5. Maske kopieren



- Auf ein Glassubstrat wird eine Schicht aus Indium-Zinn-Oxid (ITO) aufgesputtert. Über die Schichtdicke läßt sich der Flächenwiderstand der Schicht einstellen.

- Auf die ITO-Schicht wird eine 500 nm starke Schicht des Negativ-Resists ma-N 1405 aufgeschleudert. Dies geschieht 30 Sekunden lang bei 3000 min^{-1} Umdrehungen. Das Softbake erfolgt 20 Minuten lang im Ofen bei 95°C .
- Anschließend wird die Maske mit dem Maskaligner auf das ITO-Substrat kopiert. Dies geschieht mit einer Belichtungszeit von 13 Sekunden bei gut eingelaufener Lampe des Maskaligners.

6. Photolack entwickeln



- Der belichtete Resist wird gemäß [51] 60 Sekunden lang im Entwickler Typ ma-D 332S entwickelt.

7. ITO Ätzen



- Das Ätzen der ITO-Schicht geschieht in einer wässrigen Lösung aus Salzsäure HCl (14,5 %) und Salpetersäure HNO_3 (0,5 %). ca. 30 Sekunden lang. Hier gilt im übrigen das unter Punkt 4 gesagte.
- In Abhängigkeit vom Oxidationsgrad des ITOs kann es erforderlich sein, Ätzeiten und Konzentration der Atzlösung anzupassen.

Die speziellen Anforderungen der behandelten Elektrodenstrukturen (große Flächen bei gleichzeitig höchster Auflösung, Kreisbögen) führten zur Implementierung des Vektormodus, dessen Vorteile in Abschn. 2.1.2 erläutert wurden. Die so hergestellten Elemente hatten eine sehr gute Qualität, was an den Beispielen in Abschn. 2.2.3 zu sehen ist.

ADLC-Linse

Mit den oben ausführlich dargestellten Techniken wurden u.a. auch Elektrodenstrukturen für die ADLC-Linse⁸ hergestellt, die für den Einsatz in einem neuartigen DVD Pickup-System (siehe Abschn. 5.1) konzipiert wurde. Ihre Entwicklung wurde in der Arbeit von Hain [11] in der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* durchgeführt. Dort sind Details zur Entwicklung dieser neuartigen Elemente zu finden. Ihre Funktionsweise wird in Abschn. 5.1.2 erläutert. Die für deren Herstellung benötigten Photomasken wurden mit den

⁸Adaptive Liquid Crystal Lens

in Abschn. 2.1.2 und Abschn. 2.3 beschriebenen Verfahren lithographisch hergestellt. Ausschnitte aus hergestellten Strukturen sind in den Abbildungen 2.96 und 2.97 dargestellt. Das Design besteht aus 32 Paaren konzentrischer Ringelectroden welche einzeln herausgeführt sind. Die abgebildeten Photomasken wurden mit maximaler Auflösung von nominal 20 nm über eine Fläche von mehreren Quadratzentimetern geschrieben, wofür die Anlage im Vektormodus betrieben wurde. Die hergestellten Chrommasken waren von sehr hoher Qualität und konnten erfolgreich zur Herstellung von ITO-Strukturen verwendet werden. Die Herstellung einer verbesserten ADLC-Linse mit Hilfe zweier übereinanderliegender Elektrodenstrukturen, einer hochohmigen und einer niederohmigen, wird bei Spannhake [63] detailliert beschrieben.

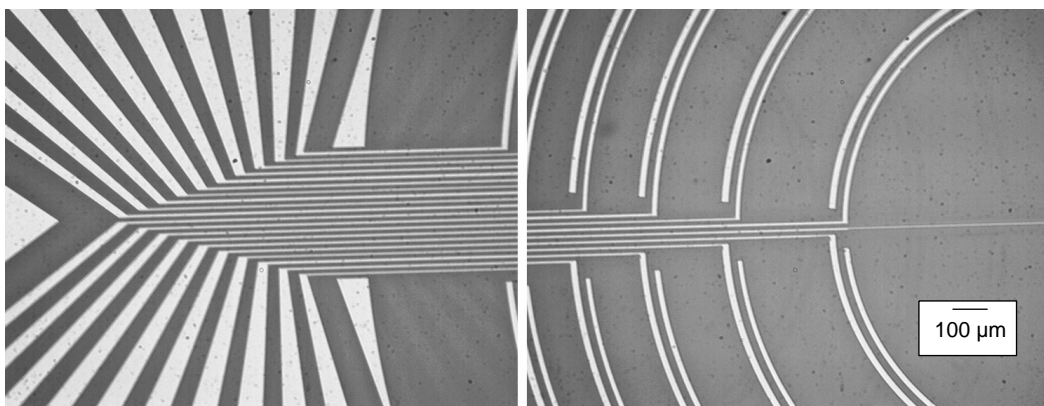


Abbildung 2.96: Ausschnitte aus der Photomaske für die niederohmige Struktur. Links: Zuleitungen, Rechts: Ringelectroden

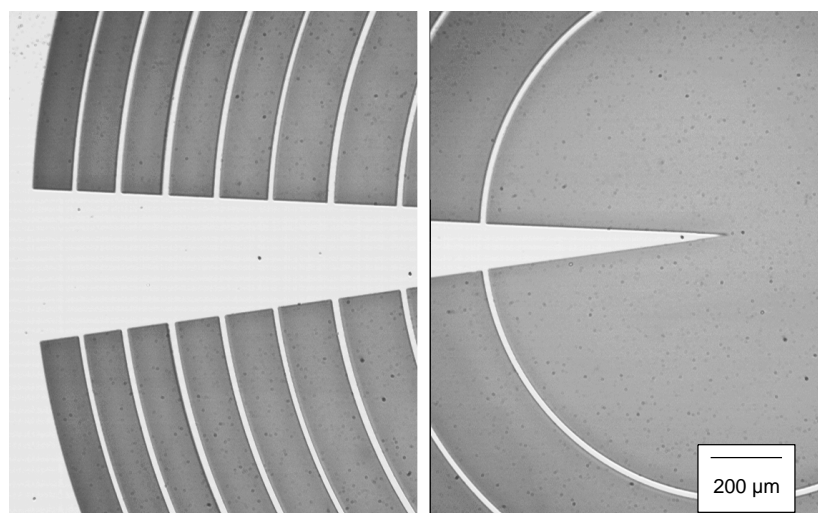


Abbildung 2.97: Ausschnitte aus den Photomasken für die hochohmige Struktur.

2.4 Weitere eingesetzte Herstellungstechnologien

2.4.1 Elektronenstrahlolithographie

Bis auf die in Abschn. 5.1 beschriebenen Sub-Wellenlängen Gitter und den in Abschn. 5.3.2 beschriebenen Strahlumordner für Hochleistungsdiodelnaser wurden alle in dieser Arbeit gezeigten DOEs mittels Laserlithographie und unter Einsatz der in diesem Kapitel beschriebenen Techniken selbst hergestellt. Das alternative Verfahren, die Elektronenstrahlolithographie soll hier der Vollständigkeit halber kurz dargestellt werden. Ein Vergleich beider Verfahren für die Herstellung kontinuierlicher Profile ist bei Haruna [22] zu finden. Aktuelle Arbeiten über hergestellte diffraktive Elemente, die sich an der Grenze des derzeit mit Elektronenstrahlolithographie machbaren bewegen, sind z.B. bei Kley [23] zu finden.

Dem Gewinn an lateraler Auflösung durch Elektronenstrahlolithographie steht als Nachteil der höhere finanzielle Aufwand für die Anschaffung und den Betrieb einer Elektronenstrahlanlage, sowie die aufwendigere Handhabung (Vakuumtechnik) gegenüber. Während der minimale Spotdurchmesser für mit Lasern aufgebaute Systeme bei etwa 500 nm⁹ liegt, können Elektronenstrahlen auf unter 100 nm, in speziellen Fällen bis auf 2 nm fokussiert werden. Beim Einsatz zum direkten Schreiben von Phasen-DOEs wird dieser Vorteil durch Streuung der Elektronen (Proximity Effekt) im üblicherweise 1 μm bis 5 μm dicken Photolackfilm jedoch größtenteils zunichte gemacht. In der Praxis haben somit beide Verfahren für das kontinuierliche Direktschreiben eine fast vergleichbare Auflösung. Bei dünneren Schichten von unter 500 nm hat der Elektronenstrahl jedoch eine klar bessere Auflösung, so z.B. bei der Herstellung von Chrommasken, wo dünne Photolackfilme für den naßchemischen Ätzprozeß ausreichend sind. Es gibt Ansätze (angepaßte Energien, neue Photolacke) die zu einer Erhöhung der Auflösung auch für dickere Filme führen können.

Eine genauere Beschreibung der in Zusammenhang mit dieser Arbeit mittels Elektronenstrahlolithographie hergestellten Elemente (Sub-Wellenlängen Gitter und Strahlumordner) erfolgt in den entsprechenden, oben genannten, Abschnitten, in denen auch auf den Herstellungsprozeß näher eingegangen wird. Die Herstellung dieser Elemente erfolgte am *Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH* und am *Institut für Angewandte Physik der Friedrich-Schiller Universität Jena*.

2.4.2 Reaktives Ionenstrahlätzen

Zur Übertragung von in Photoresist hergestellten Strukturen in Quarzglas wurde Reaktives Ionenstrahlätzen eingesetzt. Diese Technik wurde im Rahmen einer betreuten Diplomarbeit untersucht und optimiert und wird bei Ben mohammadi [25] im Detail beschrieben, wo auch auf den Aufbau und die Besonderheiten der im Eigenbau entstandenen Anlage eingegangen

⁹Dies wurde unter Ausnutzung des nichtlinearen Verhaltens des Photolackes für Schichtdicken von maximal 500 nm erreicht.

wird. Hier seien nur einige wesentliche Aspekte genannt, die im Zusammenhang mit den in dieser Arbeit hergestellten DOEs stehen.

Der große Vorteil von Trockenätztechniken im Vergleich zu den bereits beschriebenen naß-chemischen Ätzverfahren ist die hohe Anisotropie. Durch die gezielte Ausrichtung des Strahls können Unterätzungen vermieden werden und dadurch sehr steile Flanken hergestellt werden. Beim Trockenätzen dienen reaktive Gase oder energiereiche Gasionen als Ätzmittel. Die große Anzahl von Gasen, Ionenquellen, Druckbereichen und Elektrodenanordnungen hat zu vielen Bezeichnungen für die verschiedenen Ätzarten geführt. Im Rahmen dieser Arbeit kamen im wesentlichen zwei Verfahren zum Einsatz: Das Physikalische Ätzen mit Argon und das Reaktive Ionenstrahlätzen (RIE) mit einem Gemisch aus CF_4 und O_2 . Der Nachteil des ersten Verfahrens ist die mangelnde Ätzselektivität, da der Lack ebenso wie das Substratmaterial angegriffen wird. Speziell für Strukturen mit hohem Aspect-Verhältnis (siehe Abschn. 5.1.1) ist man auf den Einsatz reaktiver Techniken angewiesen.

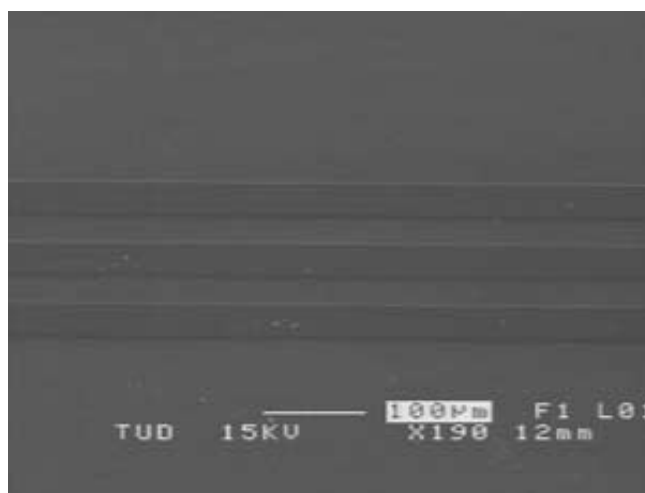


Abbildung 2.98: In Quarzglas geätztes Liniengitter

Bei einer als optimal ermittelten Mischung von CF_4 zu O_2 von 4:1 konnten maximale Ätzraten von knapp unter 20 nm/min für Floatglas und von 21 nm/min bei Quarzglas erreicht werden. Durch Variation verschiedener Parameter konnten mit den eingesetzten Techniken Ätzselektivitäten (Abtrag Lack/Abtrag des Materials) von bis zu 1:1.7 für Floatglas und bis zu 1:3 für Quarzglas erreicht werden. Der Prozeß wurde jedoch in erster Linie für Selektivitäten von 1:1 optimiert. Bei diesem sog. Proportionaltransfer wird die Lackstruktur ohne Verzerrungen in das Glasmaterial übertragen. Abb. 2.98 zeigt eine Aufnahme eines in Quarzglas geätzten Liniengitters. Durch Messungen des Profils an verschiedenen Stellen einer 3 mm × 3 mm großen, geätzten Struktur konnte eine Standardabweichung von 2 nm für die Äztiefe ermittelt werden. Dies bedeutet, daß die Uniformität der Ätzung auf dieser Fläche sehr gut ist. Für die im Rahmen dieser Arbeit geätzten Strukturen wurde diese Fläche nicht überschritten.

Weitere Details zu durchgeführten Experimenten und Ätzkurven sind in [25] zu finden.

2.4.3 Photolithographie

Insbesondere wenn von der selben Struktur viele Kopien benötigt wurden (z.B. ADLC-Linse), wurden Amplitudenmasken hergestellt, deren Struktur in einem photolithographischen Schritt in eine Lackschicht übertragen wurde. Für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit wurde dafür ein Maskaligner der Fa. *Karl Suess* (MJB3-UV 300) verwendet. Der Ablauf des gesamten Prozesses von der Strukturierung der Chrommaske bis zur fertigen Kopie ist in Abschn. 2.3 beschrieben. An dieser Stelle sollen kurz noch einige wichtige Informationen zum Kopierprozeß zusammengetragen werden.

Abhängig vom Abstand zwischen Probe und Maske unterscheidet man zwischen Kontaktbelichtung, Proximitybelichtung und Projektionsbelichtung. Bei der Kontaktbelichtung liegt die Maske direkt auf dem Substrat (Auflösung im Submikrometerbereich), während bei der Proximitybelichtung der Abstand zwischen Maske und Substrat etwa 2-20 μm beträgt und die minimale Strukturgröße bei ca. 3-4 μm liegt. Bei der Projektionsbelichtung wird auf das Substrat ein Bild der Maske projiziert (Auflösung $\leq 1 \mu\text{m}$). Mit dem verwendeten Mask-Aligner konnten die beiden erstgenannten Modi abgedeckt werden, es wurde aber fast ausschließlich mit der Kontaktbelichtung gearbeitet. Bei einfacher Handhabung konnten damit sehr gute Ergebnisse mit hoher Auflösung erzielt werden. Der Nachteil dieses Verfahrens, die relativ schnelle Abnutzung der Maske, fiel hier nicht ins Gewicht, da die Anzahl der hergestellten Kopien vergleichsweise gering war.

Für das Belichtungssystem des MJB3-UV 300 wird als Lichtquelle eine Quecksilber-Höchstdrucklampe verwendet, wobei durch Filterelemente die unterschiedlichen Spektralbereiche herausgefiltert werden können. Die Schwerpunktwellenlänge bei dem verwendeten System lag bei etwa 315-320 nm. In diesem Bereich hat der eingesetzte Photolack eine sehr hohe Empfindlichkeit. Es muß berücksichtigt werden, daß die Dicke des Photolacks nicht beliebig groß gewählt werden kann, da die Auflösung durch Beugungseffekte begrenzt ist. Eine Abschätzung der maximalen Dicke Z der Photolackschicht erhält man mit der Fresnel-Zahl (λ : Belichtungswellenlänge, d : kleinste Strukturgröße):

$$FZ = \frac{d^2}{\lambda Z} \gg 1 \Rightarrow Z \ll \frac{d^2}{\lambda} \quad (2.16)$$

In der Praxis ließen sich bei kleinsten Strukturgrößen von $d=1 \mu\text{m}$ und einer Wellenlänge von $\lambda=350 \text{ nm}$ gute Ergebnisse bis zu einer maximalen Lackdicke von etwa $1 \mu\text{m}$ erzielen. Da die Wellenlänge des Lichtes die Auflösung maßgeblich bestimmt, ist für die Zukunft angedacht, als Lichtquelle einen Excimer-Laser bei 193 nm einzusetzen.

2.4.4 Replikationstechniken

Die Schlüsseltechnologien zur kostengünstigen Massenherstellung von DOEs sind Replikationstechniken wie Heißprägen, Pressen und Spritzgießen. Diese Technologien bilden die Motivation für die Entwicklung von DOEs für Massenprodukte, wie beispielsweise das in

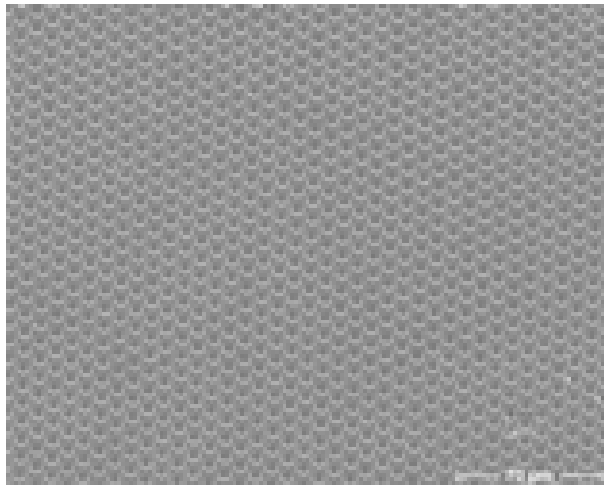


Abbildung 2.99: Repliziertes DOE

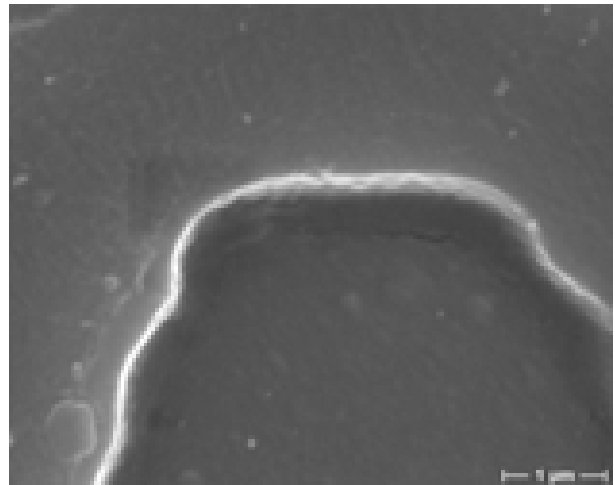


Abbildung 2.100: Kantenstruktur

Kap. 5 vorgestellte DVD Pickup-System. Sie erlauben es, große Flächen mit einer Auflösung im Nanometerbereich herzustellen, wobei die Komplexität der Strukturierung praktisch keinen Einfluß auf die Herstellungskosten hat.

Das Spritzgießen von DOEs wird in [1] und [2] gut beschrieben, das Heißprägen in [3]. Eine wichtige Größe bei der Beurteilung der Replizierbarkeit von Elementen ist das Aspect-Verhältnis (Strukturbreite zu -höhe). Während Verhältnisse von ca. 1:5 mit gewissem Aufwand noch herstellbar sind, muß bei noch höheren Aspect-Verhältnissen bis zu ca. 1:10 mit erheblichen Schwierigkeiten gerechnet werden. In Abschn. 5.1.1 wird im Zusammenhang mit den für das DVD Pickup-System berechneten Sub-Wellenlängengittern auf diese Problematik eingegangen.

Der erste Schritt auf dem Weg zum replizierten DOE ist die Herstellung eines Elementes in Photolack mit den in diesem Kapitel besprochenen Techniken. Zur Erhöhung der Stabilität der Struktur kann optional ein Proportionaltransfer in Quarzglas durchgeführt werden, der mit Reaktivem Ionenstrahlätzen oder einer verwandten Technologie erfolgt. Von dem DOE wird eine negative Metallform hergestellt, die die Grundlage für das spätere Werkzeug ist. Dieser Abformschritt erfolgt in den meisten Fällen in einem galvanischen Prozeß, der in einem Nickelbad durchgeführt wird und der in [9] näher beschrieben wird.

Für die Fa. *Holographic Systems München (HSM)* wurde ein diffraktives Strahlteilerelement berechnet und als binäres Phasenelement in Photolack lithographisch hergestellt. Es diente als Grundlage für einen Abformprozeß, der bei *HSM* durchgeführt wurde. Die Abb. 2.99 zeigt ein aus diesem DOE im Prägeverfahren repliziertes DOE aus Kunststoff, das von Herrn Dr. Hochenbleicher freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurde. Maßgebend für den Replikationsschritt ist die Kantenstruktur des DOEs. Diese war hier, wie in Abb. 2.100 dargestellt ist, sehr gut. Es traten keine Probleme beim Abformen auf, was eine gute Bestätigung für die hohe Qualität der hergestellten Strukturen ist. Die geforderten Spezifikationen konnten allesamt eingehalten werden, wozu jedoch eine Reihe von

Überlegungen und Maßnahmen notwendig waren, die in Abschn. 5.4.2 ausführlich behandelt werden. Obwohl die Struktur zunächst relativ einfach erscheint, war die Herstellung aufgrund der gemachten Vorgaben, wie beispielsweise sehr enger Toleranzen zur Einhaltung der Beugungswinkel, durchaus anspruchsvoll.

Kapitel 3

Weißlichtinterferometrie zur Vermessung hergestellter DOEs

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Herstellung von DOEs besprochen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Dabei steht die Präzision der Strukturierung immer wieder im Vordergrund, da sie für die Leistungsfähigkeit der DOEs entscheidend ist. Die laterale Auflösung der Elemente ist vom Schreibmodus abhängig, der sich wiederum meist aus der Art der Problemstellung, bzw. der Berechnung ergibt. Im pixelierten Format vorliegende Strukturdaten, die im Bitmap-Modus hergestellt werden, haben eine laterale Auflösung bis hinunter zu einem Mikrometer. Da im Vektormodus die volle Positioniergenauigkeit der Verschiebeeinheit genutzt werden kann, liegt die laterale Auflösung hier unter 50 nm. Die Höhe der Reliefs ist unabhängig vom Schreibmodus und beträgt bei binären Strukturen ca. 500 nm, bei kontinuierlichen Strukturen liegt sie bei 1 bis max. 3 μm . Um eine gute Kontrolle des Schreibprozesses gewährleisten zu können, ist es notwendig, die hergestellten Strukturen mit einer axialen Auflösung von besser als 50 nm vermessen zu können.

Die Möglichkeit einer hochauflösenden lateralen und axialen Vermessung der Oberflächentopographie ist die Vorbedingung für die Herstellung qualitativ guter DOEs und muß im Zusammenhang damit betrachtet werden. Aus dieser Notwendigkeit heraus wurden im Rahmen dieser Arbeit geeignete Analyseverfahren untersucht. Ein Weißlichtinterferometer wurde aufgebaut, das für die Vermessung von DOEs optimiert wurde. Es wurden mehrere Meßverfahren untersucht und auf ihre Eignung für die Vermessung von DOEs hin geprüft.

3.1 Funktionsweise des Interferometers

Es wurde ein Weißlichtinterferenz-Mikroskop aufgebaut, das sich aufgrund der guten lateralen und axialen Auflösung, für die Vermessung von DOEs sehr gut eignet. Zuvor wurde ein mechanisches Profilometer für die Vermessung verwendet, bei dem eine Diamantspitze auf der Oberfläche entlanggleitet und deren Position über einen induktiven Sensor bestimmt wird. Insbesondere die Ausdehnung der runden Meßspitze (Krümmungsradius ca. $5\text{ }\mu\text{m}$) begrenzte die Auflösung des mechanischen Profilometers bei dieser Anwendung beträchtlich, da die zu vermessenden Strukturbreiten unter einem Mikrometer lagen. Durch die Verwendung des Interferometers ergab sich eine Reihe von Vorteilen, welche in Tab. 3.1 zusammengefasst sind. Die Daten des mechanischen Profilometers stammen von einem Gerät vom Typ DekTak 3030 ST [53]:

Weißlichtinterferenz-Mikroskop:	Profilometer
+ Gute laterale Auflösung (ca. $0.5\text{ }\mu\text{m}$)	+ Großer Eindeutigkeitsbereich
+ Gute axiale Auflösung (bis ca. 10 nm)	+ Gute axiale Auflösung (ca. 5 nm)
+ Große Aspektverhältnisse meßbar.	– Laterale Auflösung (mit Tiefeninformation) $5\text{ }\mu\text{m}$
+ Bildgebendes Verfahren	– Aspektverhältnis ≤ 1
+ Berührungslos, zerstörungsfrei	– Nur eindimensionales Meßfeld.
– Eingeschränkter Eindeutigkeitsbereich bei Phasenmessung.	

Tabelle 3.1: Vergleich der zwei verwendeten Meßverfahren

3.1.1 Aufbau des Interferometers

Das Weißlichtinterferenz-Mikroskop besteht aus einem Mikroskopaufbau (Abb. 3.1), welcher zusätzlich mit einem Michelson-Interferometer kombiniert wird.

Das Licht der Halogenlampe wird mit einer Anordnung aus drei Linsen (nach Köhler) kollimiert und beleuchtet das Objekt, welches mit einem Mikroskopobjektiv und einer 1x Tubuslinse auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet wird. Bei Bedarf kann in den Beleuchtungsweig ein Interferenzfilter eingesetzt werden, um bessere Beleuchtung zu erhalten. Die Verwendung von spektral schmalere Licht bewirkt zweierlei: Die Kohärenzlänge des Lichts vergrößert sich von ca. $3\text{ }\mu\text{m}$ auf rund $30\text{ }\mu\text{m}$. Das ist insbesondere für Strukturen von Bedeutung, die tiefer als $0.5\text{ }\mu\text{m}$ sind, da dann der Kontrast der Interferenzstreifen aufgrund abnehmender Kohärenz bereits merklich sinkt. Außerdem sind bei Benutzung

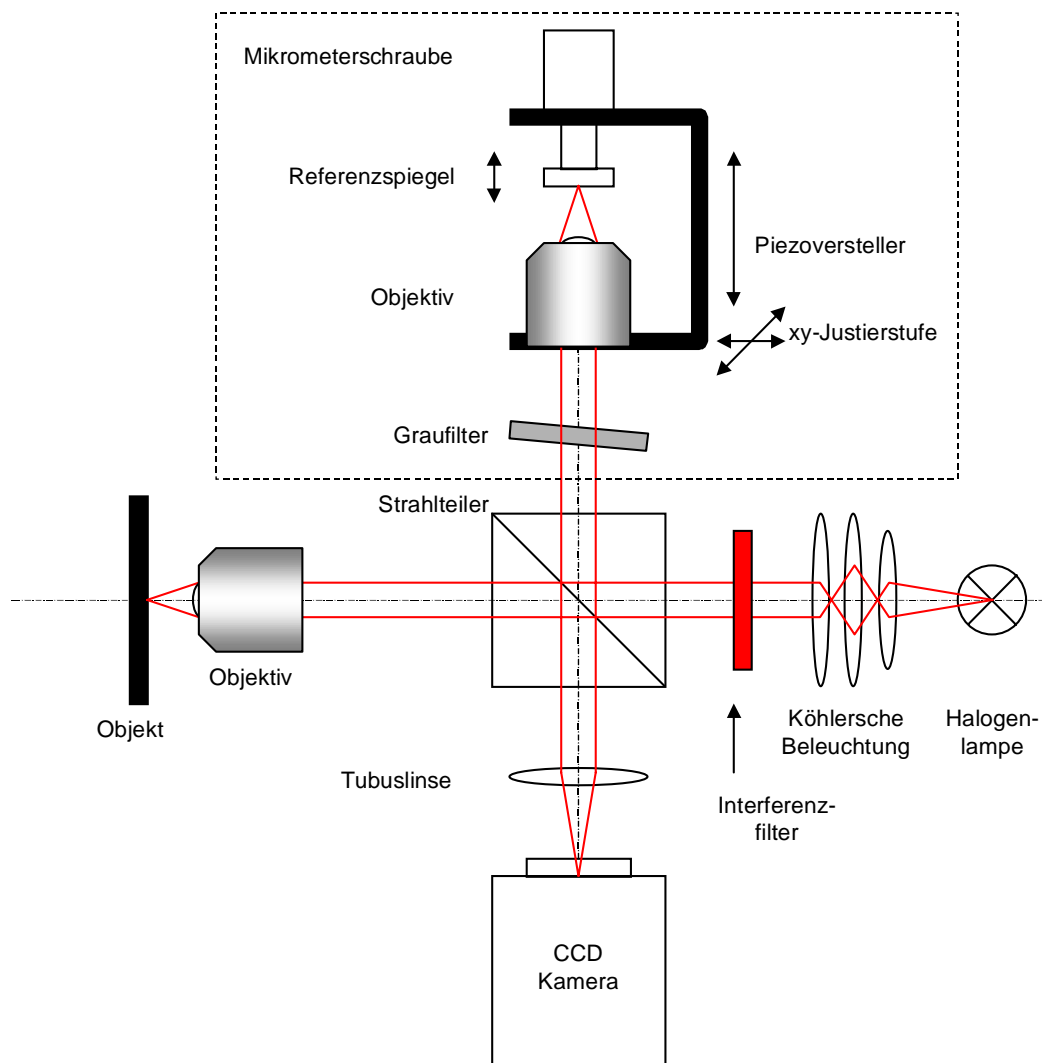


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des Weißlicht-Mikroskops

der Filter die Interferenzstreifen eindeutig der Wellenlänge (z.B. 633 nm) zuzuordnen. Bei weißer Beleuchtung hingegen beobachtet man die Streifen einer 'Schwerpunktwellenlänge', welche erst durch Eichung zu ermitteln wäre.

Der Referenzarm (eingerahmt) enthält ebenfalls ein Mikroskopobjektiv (ein baugleiches wie im Objektarm) und läßt das Bild des Referenzspiegels mit dem des Objekts über den Strahlteilerwürfel interferieren. Der Referenzspiegel läßt sich mit einer Mikrometerschraube in den Fokus des Objektivs im Referenzarm bewegen. Referenzspiegel und Objektiv bilden ihrerseits eine Einheit, die sich axial mit einem Piezoelement verschieben läßt. Zusätzlich kann das Objektiv mit einem xy-Versteller im Strahlengang zentriert werden. Diese Justierstufe wird auch verwendet, um die Verkippung der Wellenfront einzustellen, d.h. die Breite der Interferenzstreifen zu verändern. In den Referenzarm können mit einem Filter-

rad 8 verschiedene Graufilter eingebracht werden. Sie sind notwendig, um die Intensitäten des Objekt- und des Referenzstrahls anzugleichen, da im allgemeinen das zu untersuchende Objekt eine geringere Reflektivität besitzt als der Referenzspiegel. Bei gleichen Intensitäten ist der Kontrast im Interferenzbild maximal.

Die Steuerung des Weißlichtmikroskops erfolgt mit den gleichen Computern wie die des Lithographiesystems. In Abb. 3.2 ist die Verknüpfung der Rechner mit den Baugruppen des Interferometers dargestellt. Abb. 3.3 zeigt den gesamten optischen Aufbau.

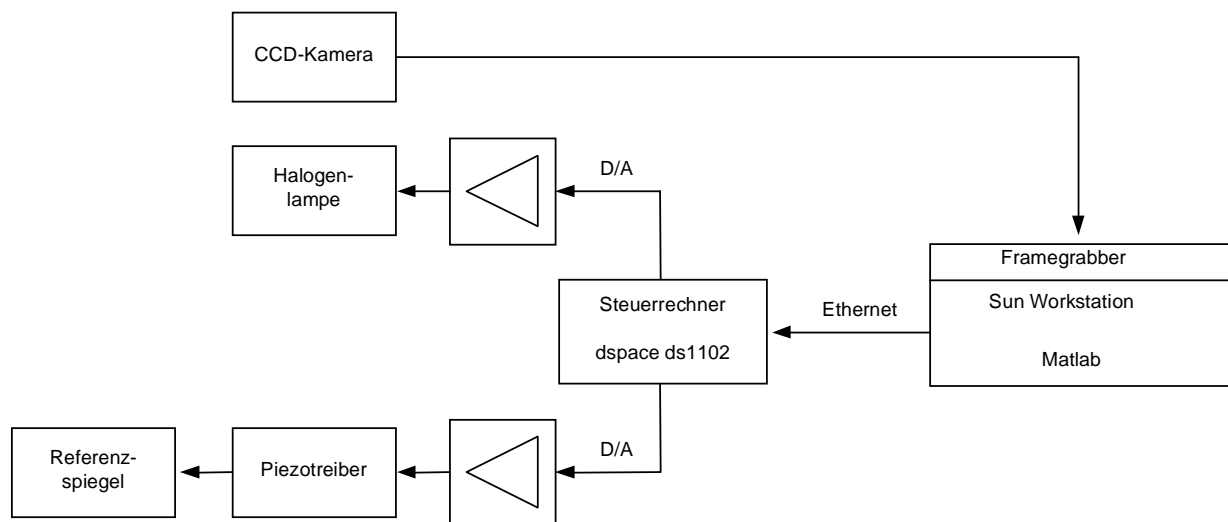


Abbildung 3.2: Blockdiagramm der Interferometersteuerung

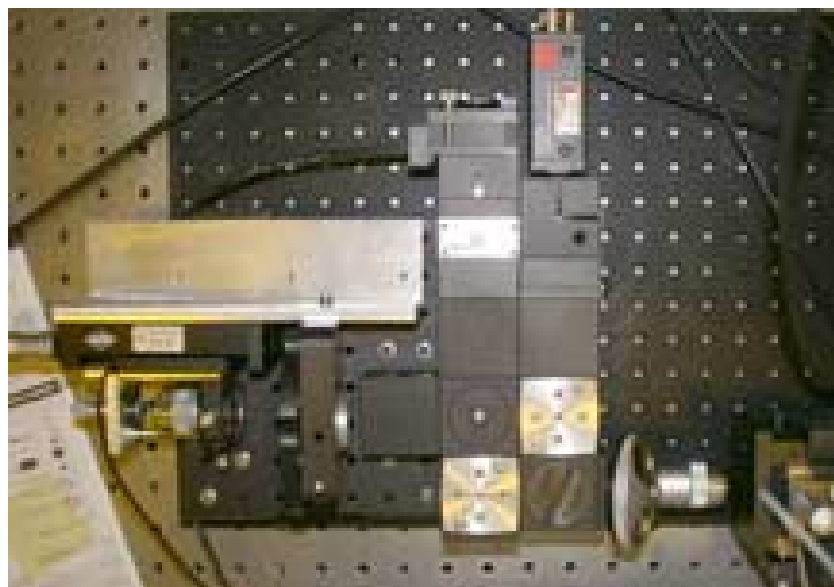


Abbildung 3.3: Das Weißlichtinterferenz-Mikroskop

Die *SUN*-Workstation enthält einen Framegrabber, mit dem die Kamerabilder eingelesen werden. Über die Ethernetverbindung wird mit den D/A-Wandlern des Steuerrechners ein Piezotreiber und ein Dimmer angesteuert. Der Piezotreiber verstärkt die Spannung des D/A-Wandlers auf bis zu 500 V und verstellt damit das Piezoelement, auf welchem die Einheit aus Referenzspiegel und -objektiv montiert ist. Der andere D/A-Kanal steuert einen Dimmer, mit dem sich die Intensität der Halogenlampe ebenfalls ferngesteuert einstellen läßt.

3.1.2 Prinzip der Auswertung

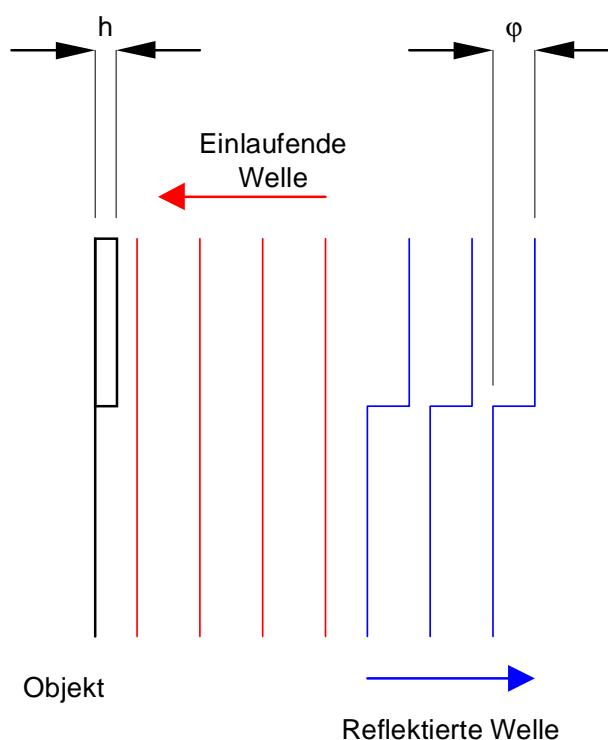


Abbildung 3.4: Die Oberflächentopographie prägt der reflektierten Wellenfront eine Phasenverschiebung auf. Wenn es sich nicht um Dielektrika handelt, sind ggf. Phasensprünge zu beachten.

Während der Spiegel im Referenzarm als eben anzusehen ist, besitzt das Objekt eine Oberflächentopographie. Dem reflektierten Licht wird nun eine der Topographie h entsprechende Phasenverschiebung

$$\varphi(x, y) = 4\pi \frac{h}{\lambda} \quad (3.1)$$

zu teil (Abbildung 3.4). Im beobachteten Interferenzmuster äußert sich dies in der Inten-

sität:

$$\begin{aligned}
 E(x, y) &= E_1(x, y) + E_2(x, y)e^{i\varphi(x, y)} \\
 I(x, y) &= E^*E = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2(e^{i\varphi(x, y)} + e^{-i\varphi(x, y)}) \\
 &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos(\varphi)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Man definiert als Maß für den Kontrast der Interferenzstreifen die 'Sichtbarkeit'

$$\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{E_1E_2}{E_1^2 + E_2^2} \tag{3.3}$$

Diese ist maximal, wenn $E_1 = E_2$ ist. Das wird erreicht, indem die Helligkeit der Bilder von Referenz- und Objektarm durch Einsetzen von Graufiltern abgeglichen wird. Dann vereinfacht sich Gl. 3.3 zu

$$I(x, y) = 2E^2(\cos\varphi(x, y) + 1) \tag{3.4}$$

Die Intensität jedes einzelnen Pixels beinhaltet die Information über die Phasendifferenz φ . Nun gilt es φ zu rekonstruieren. Wegen der Periodizität der \cos -Funktion kann dies jedoch nur mit beschränktem Eindeutigkeitsbereich geschehen: die Phase läßt sich nur modulo 2π berechnen (Abb. 3.5). Es existieren Verfahren, welche die entstehenden Sprünge von 2π erkennen und eliminieren und so den tatsächlichen Phasenverlauf wiederherstellen können (Unwrapping) [33]. Die Voraussetzung dafür ist freilich, daß der Phasenverlauf glatt ist und sich nicht zu rasch verändert, da kein Algorithmus Sprünge, die durch das 'Wrapping' entstehen, von solchen unterscheiden kann, die in der Phase real enthalten sind. Für die im folgenden gezeigten Beispiele wurden eindimensionale Unwrapping-Algorithmen verwendet. Zur Rekonstruktion der Phase φ existieren mehrere Verfahren, die man mit dem

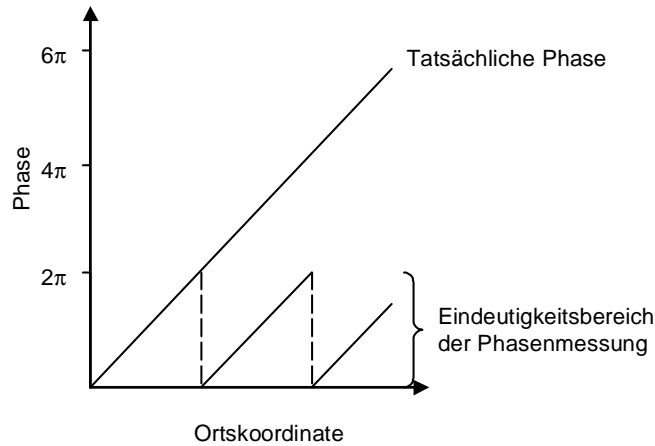


Abbildung 3.5: Reduzierter Eindeutigkeitsbereich der Phasenmessung

Weißlichtmikroskop realisieren kann. Davon werden im nächsten Abschnitt drei vorgestellt.

3.2 Meßmethoden

Herstellung der Proben

Die Verfahren werden an einer Probe demonstriert, welche aus einer Resistschicht auf einem Glassubstrat besteht. In die Schicht sind quadratische Öffnungen von 500 Mikrometern Kantenlänge eingebracht. Man kann nun an den Kanten die Dicke der Resistschicht messen.

Der Photoresist wird im Spincoating-Verfahren aufgetragen. Die Stärke des Films wird durch die Viskosität des Resists und die Schleuderdrehzahl bestimmt (Abb. 3.6). Die im folgenden vermessene Probe wurde mit S1805 Photoresist durch einminütiges Schleudern bei 3000 min^{-1} hergestellt. Daraus erwartet man eine Schichtdicke von 518 nm. Dieser Wert wird hier zum Diskriminieren des Eindeutigkeitsbereichs verwendet.

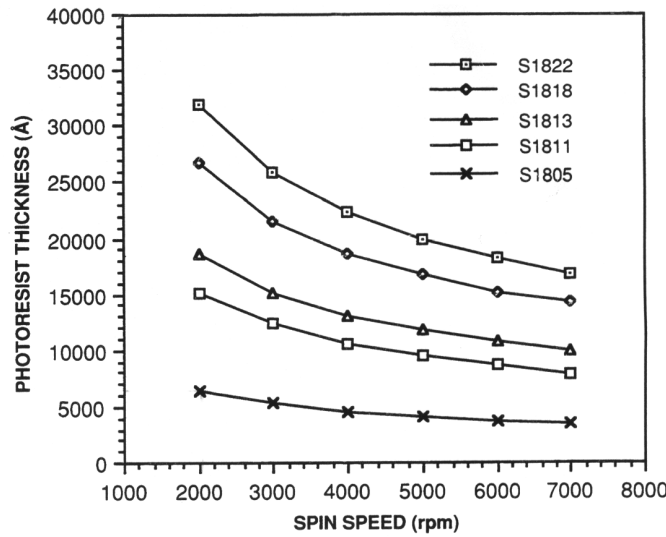


Abbildung 3.6: Schichtdicke von Photoresist der S1800-Serie bei unterschiedlichen Schleuderdrehzahlen [50].

3.2.1 Phasenschrittmethode

Man kann aus der Intensität $I(x, y)$ die Phase $\varphi(x, y)$ rekonstruieren, wenn weitere Intensitätswerte I_n bekannt sind, welche am gleichen Ort gemessen wurden und zu Phasenunterschieden gehören, die sich durch einen definierten Wert φ_0 voneinander unterscheiden:

$$I_n = I_0 \cos(\varphi + \varphi_n) \text{ mit } \varphi_n = n \varphi_0, \quad n = 1 \dots m \quad (3.5)$$

Auf diese Weise reichen bereits $m = 3$ Messungen aus, um $\varphi(x, y)$ zu erhalten:

$$\varphi_0 = \frac{2}{3}\pi : \quad \varphi = \arctan \sqrt{3} \frac{I_3 - I_2}{2I_1 - I_2 - I_3} \quad (3.6)$$

Dieser Drei-Schritt Algorithmus ist allerdings sehr ungenau, falls der Phasenunterschied der einzelnen Schritte ungleich φ_0 ist. In der Praxis hat sich deshalb ein robustes Fünf-Schritt Verfahren etabliert (Hariharan-Algorithmus [34]):

$$\begin{aligned}\varphi(x, y) &= \arctan \frac{2(I_2 - I_4)}{2I_5 - I_1 - I_3} \\ \text{mit } I_1 &= I_0 \cos(\varphi - \pi) \\ I_2 &= I_0 \cos(\varphi - \pi/2) \\ I_3 &= I_0 \cos(\varphi) \\ I_4 &= I_0 \cos(\varphi + \pi/2) \\ I_5 &= I_0 \cos(\varphi + \pi)\end{aligned}\tag{3.7}$$

Der Phasenschrittalgorithmus konnte mit dem Weißlichtmikroskop eingesetzt werden, da sich der Referenzspiegel mit dem Piezoversteller verschieben läßt. Über eine vorgeschaltete Kalibrierung konnte ermittelt werden, welcher Spannungshub zu welchem Phasenhub führt. Dazu wurde der Referenzspiegel in kleinen Schritten über eine Strecke von etwa 20λ verfahren und der sinusförmige Intensitätsverlauf von 16 Pixeln aufgezeichnet. Über ein Fitverfahren, welches unempfindlich gegen Rauschen ist, wurde die Periode des Intensitätsverlaufs bestimmt und über die 16 Pixel gemittelt. Daraus erhält man das Spannungsincrement, welches einen Phasenhub von $\pi/2$ liefert. Unter Berücksichtigung der hier in der Praxis auftretenden Fehler zeigt sich der Hariharan Algorithmus selbst solchen Verfahren überlegen, welche mit mehr als fünf Schritten arbeiten [35]. An Fehlern sind im Wesentlichen zu erwarten

- lineare und nichtlineare Abweichungen von $\varphi_0 = \pi/2$ durch Ungenauigkeiten in der Kalibrierung bzw. nichtlineares Verhalten des Piezoverstellers.
- Zufällige Abweichungen von φ_0 , z.B. durch Luftturbulenzen im Strahlengang oder Erschütterungen, die sich durch umherwandernde Interferenzstreifen bemerkbar machen.

Man kann die Qualität der Messung abschätzen, indem man die Streifenmodulation M analysiert.

$$M = \sqrt{(2(I_2 - I_4))^2 + (2I_5 - I_1 - I_3)^2}\tag{3.8}$$

Verlief die Messung fehlerfrei, so ist die Modulation über das ganze Bild im wesentlichen konstant, oder sinkt schlimmstenfalls zu den Rändern hin ab. Andernfalls spiegeln sich die Interferenzstreifen in der Modulation wieder und machen diese unregelmäßig und streifig (Abb. 3.8).

In Abb. 3.7 ist das Ergebnis einer Phasenmessung mit dem Hariharan-Algorithmus gezeigt. Die Messung fand an der in Abschnitt 3.2 besprochenen Resistschicht statt. Das Bild wurde

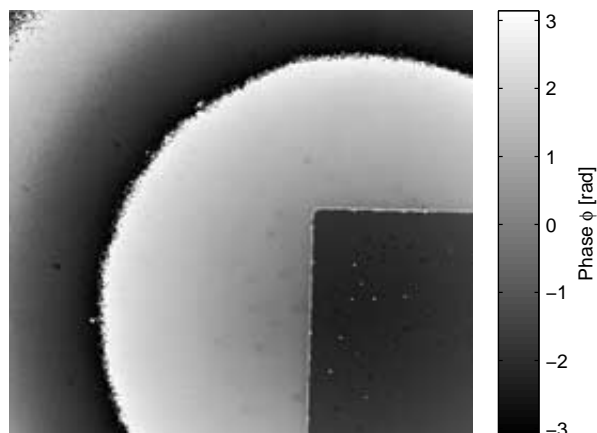


Abbildung 3.7: Mit dem Phasenschrittalgorithmus gemessene Phase

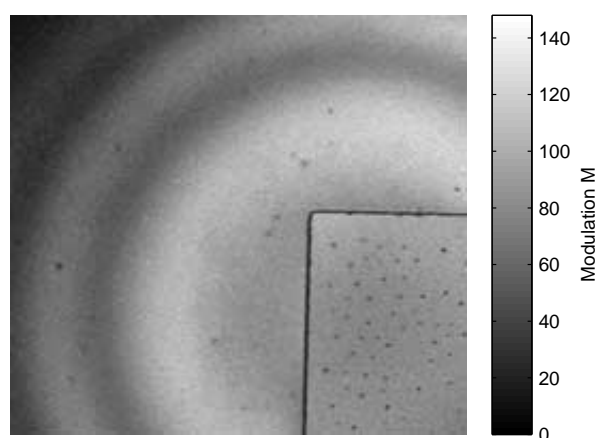


Abbildung 3.8: Zugehörige Modulation. Die Streifen rühren von ungenauen Phasenschritten φ_0 her.

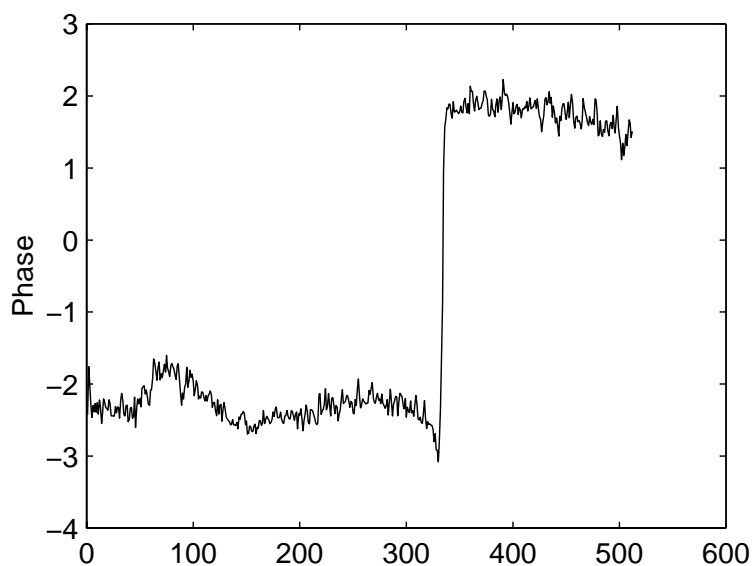


Abbildung 3.9: Phasenprofil aus Abb. 3.7 nach 'Unwrap' und Subtraktion eines angefitzten Polynoms zweiten Grades zur Korrektur systembedingter sphärischer Fehler.

mit Objektiven aufgenommen, die nicht plankorrigiert sind, d.h. das Bildfeld ist gewölbt und man beobachtet Interferenzringe an Stelle der erwarteten Streifen. Diese Krümmung der Wellenfront findet man schließlich auch auf der rekonstruierten Phase wieder, wie man in der Abbildung gut erkennen kann. Es gibt zwei Möglichkeiten dies zu kompensieren:

- Man kann eine Referenzmessung an einer unstrukturierten Probe durchführen und die so gewonnene Referenzphase von der jeweils gemessenen Phase subtrahieren. Der Nachteil ist, daß Meßfehler und Rauschen dadurch verstärkt werden.
- Eine Verkipfung bzw. Krümmung der Wellenfront kann durch ein Polynom ersten bzw. zweiten Grades gefittet werden, welches von der zu messenden Phase subtrahiert wird. Dadurch findet kein weiteres Rauschen Eingang in das Resultat. Im eindimensionalen Fall funktioniert das recht gut, die hier gezeigten Beispiele sind so bearbeitet worden. Im zweidimensionalen Fall ist es in der Praxis allerdings aufgrund der vielen Parameter äußerst schwierig, eine zweidimensionale Sphäre an die Meßdaten anzufitten.

Das Resultat der Kompensation zeigt Abb. 3.9. Der durch die Resistschicht verursachte Phasenunterschied kann zu $4,13 \pm 0,83$ rad abgelesen werden. Die Schichtdicke des Resists ist dann

$$d = \frac{\lambda}{2} \left(n + \frac{\varphi}{2\pi} \right), \text{ mit } n \in N_0 \quad (3.9)$$

Beispiel aus Abbildung 3.9:

$$\begin{aligned} \varphi &= 4,13 \pm 0,8 \\ d &= \frac{\lambda}{2} \left(n + \frac{\varphi}{2\pi} \right) \\ d &= (524 \pm 132) \text{ nm}, \text{ mit } n = 1 \text{ und } \lambda = 633 \text{ nm} \end{aligned}$$

Zum Vergleich: 518 nm aus der Schleuderkurve.

Für die Phasenschrittmethode sollte das Interferometer so justiert werden, daß man möglichst breite Interferenzstreifen bekommt, damit sich die Phase innerhalb eines Pixels nicht stark ändert. Die Methode hat den Nachteil, daß Fehler auftreten, wenn die aufgeprägte Phasenverschiebung ungleich φ_0 ist. Das geschieht leicht, wenn während der Aufnahme der fünf Bilder die Interferenzstreifen umherwandern, z.B. durch Erschütterungen oder Luftturbulenzen. Daher kann es sinnvoll sein, Verfahren einzusetzen, bei denen ein einziges Bild genügt, um das Phasenprofil zu rekonstruieren. Zwei davon werden im folgenden vorgestellt. Sie haben gemein, daß man der Wellenfront eine erhebliche Verkipfung aufprägt, d.h. man verstellt das Referenzobjektiv an der xy-Justierstufe so, daß man viele schmale Interferenzstreifen erhält. Die Verfahren detektieren dann Abweichungen von der Periodizität der Interferenzstreifen.

3.2.2 Trägerfrequenzmethode

Für die folgenden Betrachtungen zur Trägerfrequenzmethode [34] ist ohne Beschränkung der Allgemeinheit angenommen, daß die Verkippung nur in x-Richtung vorhanden sei, d.h. man beobachtet vertikale Streifen. Mit der Untergrundhelligkeit I_0 und dem im allgemeinen ortsabhängigen Streifenkontrast M erhält man

$$I(x, y) = I_0(x, y) + M(x, y) \cos(\varphi(x, y) + 2\pi k_0 x) \iff \quad (3.10)$$

$$I(x, y) = I_0(x, y) + \frac{1}{2} M(x, y) e^{i\varphi(x, y)} [e^{i2\pi k_0 x} + c.c.]$$

Hierin ist k_0 die Streifenfrequenz in x-Richtung. Die Fourier-Transformation von I liefert:

$$FT[I] = A(k_x, k_y) + B(k_x - k_0, k_y) + B^*(k_x + k_0, k_y), \quad (3.11)$$

$$\text{mit } B = FT \left[\frac{1}{2} M e^{i\varphi} \right] \quad (3.12)$$

Die gesuchte Phase φ ist in B , den auf $\pm k_0$ zentrierten Seitenbanden, enthalten (Abb. 3.12). Die Trennung der Information geschieht freilich nur dann vernünftig, wenn die Struktur groß gegen k_0^{-1} ist. Die Trägerfrequenzmethode eignet sich daher am besten zum Messen von breiten Stufen oder Gräben.

Die Abb. 3.10 zeigt die mit Quadraten strukturierte Resistschicht. Das Oberflächenprofil soll entlang der horizontalen Linie ausgewertet werden.

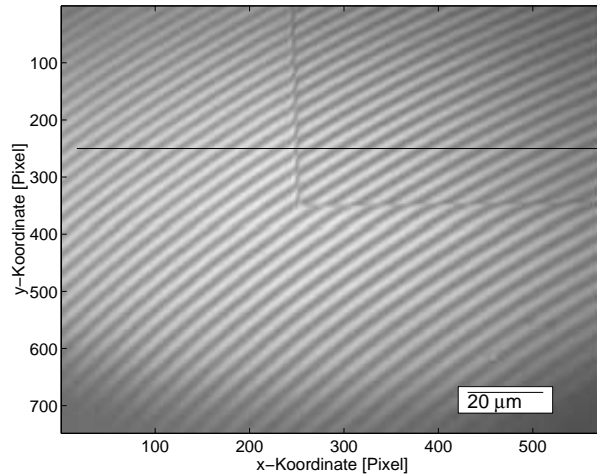


Abbildung 3.10: Aufnahme des Interferenzbildes

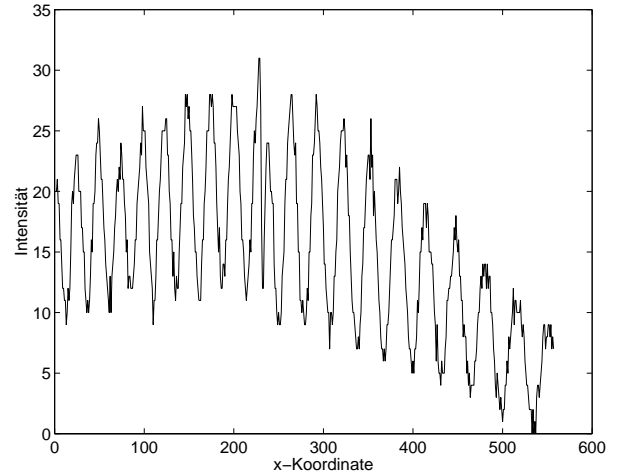


Abbildung 3.11: Intensitätsverlauf entlang der markierten Zeile aus Abbildung 3.10

In Abb. 3.12 ist die Fourier-Transformierte der Intensität entlang der Zeile aus Abb. 3.11 dargestellt. Eliminiert man alle Fourier-Komponenten, bis auf eine der markierten Seitenbanden, die ja beide die identische Information enthalten, und zentriert man die Seitenbande auf die DC-Komponente (d.h. $B(k_x - k_0) \rightarrow B(k_x)$), erhält man durch inverse

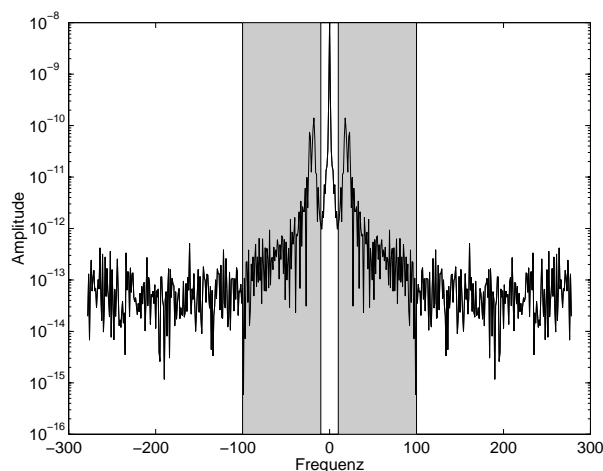


Abbildung 3.12: Spektrum einer Zeile. Die markierten Seitenbänder werden ausgeschnitten und auf die DC-Komponente verschoben

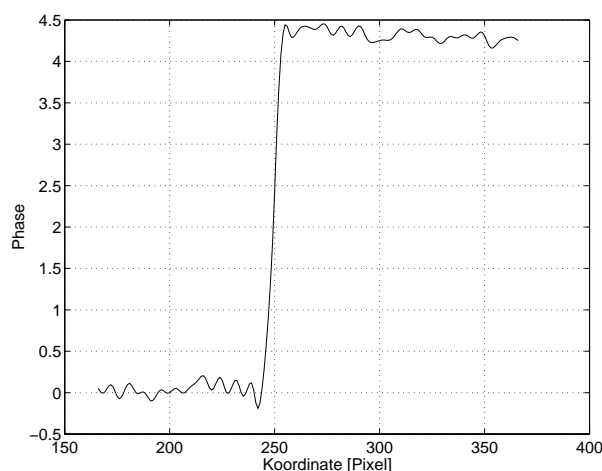


Abbildung 3.13: Mit der Trägerfrequenzmethode rekonstruierte Phase im Bereich der Stufe. Der sphärische Wellenfrontfehler wurde subtrahiert.

Fourier-Transformation die komplexe Amplitude des gefilterten Signals $b(x) = FT^{-1}[B(x)]$. Die Phase kann man schließlich mittels

$$\varphi(x) = \arctan \frac{\text{Im } b(x)}{\text{Re } b(x)} \quad (3.13)$$

rekonstruieren. In Abb. 3.13 ist zusätzlich noch ein sphärischer Fit subtrahiert, so daß die Stufenhöhe (als Phase) direkt abgelesen werden kann.

Beispiel aus Abbildung 3.10:

$$\begin{aligned} \varphi &= 4,31 \pm 0,2 \\ d &= \frac{\lambda}{2} \left(n + \frac{\varphi}{2\pi} \right) \\ d &= (533 \pm 10) \text{ nm, mit } n = 1 \text{ und } \lambda = 633 \text{ nm} \end{aligned}$$

Zum Vergleich: 518 nm aus der Schleuderkurve.

Der Nachteil des Verfahrens liegt in der Auswahl des Bandpaßfilters, bzw. dessen Eckfrequenzen, die für jede Verkippung und unter Umständen für unterschiedliche Objekte eigens angepaßt werden müssen. Diesen Nachteil kann man unter Verwendung der Linear-Shift-Methode (siehe nächster Abschnitt) umgehen.

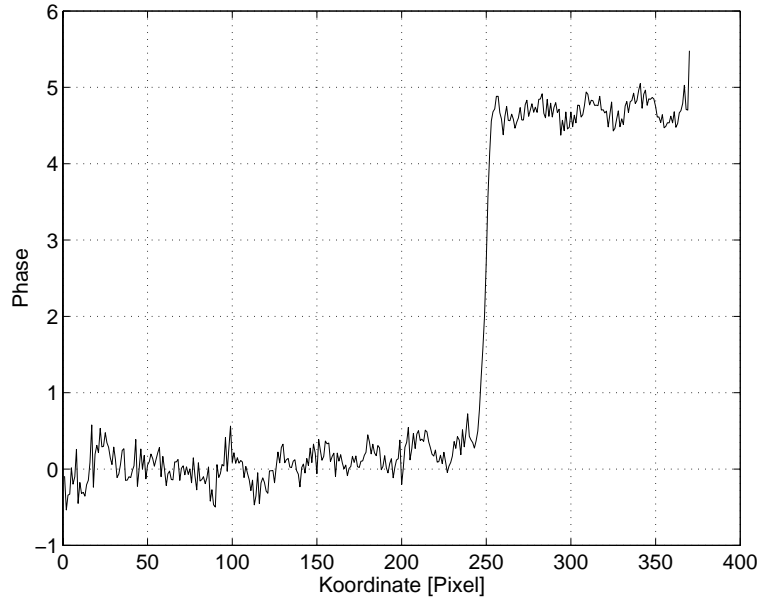


Abbildung 3.14: Mit Hilfe der Linear-Shift Methode rekonstruierte Phase aus dem Interferogramm in Abb. 3.10.

3.2.3 Linear-Shift Methode

Das Shift-Theorem der Fourier-Theorie besagt, daß eine lineare Verschiebung im Ortsraum eine lineare Verschiebung im Frequenzraum verursacht:

$$FT[g(x-a, y-b)] = FT[g(x, y)] e^{i(k_x a + k_y b)} \quad (3.14)$$

Wählt man a und b so, daß das Argument der Exponentialfunktion gleich $\pi/2$ ist, so wird das Signal im Ortsraum um $a = \pi/2k_x = \lambda/4$ verschoben. Damit kann man aus dem Signal $I = I_0 \cos(\varphi)$ ein phasenverschobenes Signal $I = I_0 \sin(\varphi)$ machen und erhält:

$$\varphi = \arctan \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \quad (3.15)$$

Dies gilt allerdings nur, falls k_x der dominierende Beitrag zum Fourierspektrum ist. Das bedeutet, daß man das Interferometer wieder so justieren muß, daß man möglichst viele Streifen bekommt, anders als beim Phasenschrittalgorithmus, welcher möglichst breite Streifen benötigt.

In Abb. 3.14 ist die Stufe aus Abb. 3.10 gezeigt, die mit Hilfe der Linear-Shift-Methode ausgewertet wurde:

Beispiel aus Abbildung 3.10:

$$\varphi = 4,41 \pm 0,5$$

$$d = \frac{\lambda}{2} \left(n + \frac{\varphi}{2\pi} \right)$$

$$d = (538 \pm 25) \text{ nm}, \text{ mit } n = 1 \text{ und } \lambda = 633 \text{ nm}$$

Zum Vergleich: Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem der Trägerfrequenzmethode. Aus der Schleuderkurve erwartete man 518 nm. Der Vorteil gegenüber der Trägerfrequenzmethode ist, daß keine Parameter abzugleichen sind. Dies wird dadurch erkauft, daß φ stärker verrauscht, bzw. mit höherfrequenten Komponenten verunreinigt ist, die bei der Trägerfrequenzmethode durch den Bandpaßfilter herausgefiltert werden würden.

3.2.4 Vergleich der Meßverfahren

Alle gezeigten Meßverfahren beruhen auf dem Prinzip der Phasenmessung. Ihnen ist daher eine gute longitudinale Genauigkeit und der Nachteil des begrenzten Eindeutigkeitsbereichs gemein. Die Phasenschrittmethode ist in der Lage, die Phase für jedes Pixel separat zu bestimmen und weist daher die beste laterale Auflösung auf. Allerdings stellt sie auch die höchsten Anforderungen: der Piezoversteller muß geeicht werden und während der Messung der fünf Intensitätswerte muß der Aufbau absolut stabil sein. Da diese Bedingungen in der Praxis praktisch nicht vollständig zu erfüllen sind, beinhaltet das Meßergebnis immer ein gewisses Rauschen. Die beiden anderen, auf Fourier-Methoden beruhenden Verfahren haben diese Probleme nicht, allerdings funktionieren sie am besten, wenn die Probe eine einfache Geometrie besitzt, z.B. Stufen (wie in den Beispielen) oder Gräben.

Für die Vermessung von Teststrukturen, z.B. von Gittern mit großer Periode, zur Bestimmung der Photolackdicke konnten die zwei letztgenannten Methoden sehr gut eingesetzt werden. Da es für die direkte Vermessung kontinuierlicher DOEs auch auf eine sehr gute laterale Auflösung ankommt, erwies sich hierfür die Phasenschrittmethode am geeignetsten. Ein gewisser Fehler in der axialen Auflösung muß hier zunächst in Kauf genommen werden. Durch die Kombination mit einem der anderen beiden Verfahren, bzw. mit dem Aufbringen zusätzlicher Testgittern mit unkritischen lateralen Strukturgrößen neben die zu vermessenden Strukturen, konnte dieser Fehler deutlich reduziert werden.

Kapitel 4

Berechnungsverfahren für DOEs

Wie bereits in der Einleitung zu dieser Arbeit geschildert, sind Design und Herstellung von DOEs untrennbar miteinander verbunden, worauf im vorangegangenen Kapitel mehrfach eingegangen wurde. In Abschn. 2.1.2 wurden die im Laserlithographiesystem implementierten Schreibmodi erläutert, sowie ihre Eignung für DOEs diskutiert, die mit verschiedenen Methoden berechnet wurden. In Abschn. 2.2.2 wurde auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung von Herstellungsaspekten bei der Berechnung kontinuierlicher DOEs eingegangen. Resultierend aus diesen Überlegungen wurde ein alternatives Vorgehen bei der Berechnung von Fan-Out Elementen vorgeschlagen. Des weiteren wurde an gleicher Stelle ein optimierter Algorithmus zur Berechnung von geblazten Gittern vorgestellt, der die optische Leistung der Elemente deutlich verbessert, indem Herstellungsaspekte in der Berechnung berücksichtigt werden. Aufgrund der direkten Verbindung zur Herstellung wurden die wichtigsten Verbesserungen bereits in vorangegangenen Teilen der Arbeit besprochen und werden daher in diesem Kapitel nur noch kurz erwähnt.

Einleitung In der Skalaren Beugungstheorie wird ein DOE mit dem Phasenprofil $\phi(x, y)$ wie eine dünne Phasenplatte mit der komplexen Transmissionsfunktion $t(x, y) = e^{i\phi(x, y)}$ behandelt, welche die einfallende Wellenfront lokal unterschiedlich verzögert. Die Ausbreitung der Wellenfront hinter dem Element kann in der jeweils geeignetsten Form, z.B. mit ASM (Angular Spectrum Method), Fresnel- oder Fraunhofer-Beugung, berechnet werden.

Wird solch ein dünnes Phaselement mit der einfallenden Wellenfront $\phi_{\text{ein}}(x, y)$ beleuchtet und die ausfallende Wellenfront mit $\phi_{\text{aus}}(x, y)$ bezeichnet, so läßt sich die Phasenumwandlung als Addition mit $\phi(x, y)$, der Phasenfunktion des DOEs, beschreiben:

$$\phi_{\text{aus}}(x, y) = \phi_{\text{ein}}(x, y) + \phi(x, y) \quad (4.1)$$

Daraus läßt sich, sofern die einfallende und die ausfallende Wellenfront bekannt sind, die benötigte Phasenfunktion des DOEs leicht gewinnen:

$$\phi(x, y) = \phi_{\text{aus}}(x, y) - \phi_{\text{ein}}(x, y) \quad (4.2)$$

Die einfallende Wellenfront kann an der Strahlquelle gemessen werden. Die ausfallende Wellenfront kann für einige Problemstellungen direkt aus strahlenoptischen Überlegungen gewonnen werden (Fresnel-Zonen-Linse, Prisma), bzw. läßt sich für einige wenige andere Probleme exakt berechnen. In allen diesen Fällen ist von analytischen Berechnungsverfahren die Rede, die in Abschn. 4.1 behandelt werden. Im allgemeinen jedoch kann keine exakte Bestimmung durchgeführt werden. In diesen Fällen kommen iterative Berechnungsmethoden zum Einsatz, von denen die wichtigsten untersucht wurden und in Abschn. 4.2 erläutert sind.

Während die optische Antwort eines durch einen analytischen Ansatz berechneten Elements in der Regel qualitativ deutlich besser ist, haben iterativ berechnete Elemente den Vorteil der Realisierbarkeit fast beliebiger optischer Funktionen. Diese große Designfreiheit wird jedoch durch eine Einbuße der optischen Qualität erkaufte (Beugungswirkungsgrade, Speckles im Bild). Ein gutes Design von DOEs sollte dem Rechnung tragen und daher eine ausgewogene Mischung aus Analytik und Iteration enthalten. Hierfür ist das in Abschn. 4.2.2 beschriebene Design von Fan-Out Elementen ein gutes Beispiel. Während der gewählte Gitteransatz eine Konsequenz geometrisch optischer Überlegungen ist, erfolgt die Berechnung der Übergangspunkte im Gitter nach einem subtil arbeitenden iterativen Verfahren.

Um den skizzierten Weg eines "guten" Designs zu verfolgen, wurde ein Berechnungsverfahren angegangen, das große Designfreiheiten bietet, da es iterativ arbeitet, jedoch lokal betrachtet exakte (analytische) Lösungen verwenden kann. Dieses in Abschn. 4.3 erläuterte Verfahren verbindet daher die Vorteile beider Herangehensweisen und liefert für einige wichtige Problemstellungen sehr gute Resultate.

Das Ziel aller besprochenen Ansätze ist das Erreichen einer bestimmten Intensitätsverteilung in der Ausgabeebene, wobei die Phasenverteilung in dieser Ebene in der Regel ein freier Parameter ist. Eine erweiterte Aufgabenstellung, bei der gleichzeitig Intensitäts- und Phasenwerte der Wellenfront vorgegeben werden, ist mit einem DOE alleine nicht erreichbar. Am Beispiel des analytisch berechneten Strahlformungselements in Abschn. 4.1 wird eine Möglichkeit diskutiert, wie mit einem zweiten DOE, das in der Ausgabeebene des ersten angeordnet ist, auch diese Aufgabe gelöst werden kann.

4.1 Analytische Verfahren

Als analytische Verfahren werden hier alle Berechnungsverfahren bezeichnet, die ohne das zufallsgesteuerte iterative Suchen einer Lösung auskommen. Die Lösungen werden aus geometrisch-optischen Überlegungen bzw. durch Analogien mit refraktiven Systemen (Gitter, Fresnel-Linsen) gewonnen und sind eindeutig bestimmbar.

Das einfachste Werkzeug hierbei ist die Gittergleichung:

$$n\lambda = d(\sin\theta - \sin\vartheta) \quad (4.3)$$

Hierbei ist n die Beugungsordnung, d die Gitterperiode, θ und ϑ sind die Einfalls- und Ausfallswinkel. Die Gittergleichung wurde beispielsweise beim Design von Fan-Out Elementen (Abschn. 4.2.2), sowie auch bei der Berechnung der hexagonalen Strukturen (Abschn. 5.4.1) angewendet. Die hexagonale Struktur aus Abb. 2.53 kann als Überlagerung dreier um jeweils 60° verdrehter Liniengitter verstanden werden und daher auf diesem Wege berechnet werden.

Die Berechnung von Fresnel-Linsen erfolgte durch die Bestimmung der Gangunterschiede von Punkten der Linse zum Fokus, also nach einem Prinzip, das direkt aus der refraktiven Optik übernommen wurde. Das Verfahren ist z.B. in [9] näher beschrieben und soll hier nicht weiter erläutert werden.

Ein wichtiges analytisches Verfahren beruht aus Überlegungen zur Energieerhaltung ([42]) und kann z.B. bei der Umwandlung eines Gauss-Profiles in ein homogen ausgeleuchtetes kreisförmiges oder rechteckiges Profil verwendet werden. Ein Gauss-Strahl mit der Intensität $I(r) = \exp(-2r^2/r_0^2)$, wobei r_0 der Strahlradius (Intensitätsabfall auf $\frac{1}{e}$) ist, enthält in einer Kreisscheibe mit dem Radius r die Energie

$$E(r) = 2\pi \int_0^r I(r)rdr = \frac{\pi r_0^2}{2}(1 - \exp(-2r^2/r_0^2)) \quad (4.4)$$

Um diese Gauss-Verteilung in eine homogene (sog. Flat-Top) Verteilung umzuwandeln, kann diese Energie mit der Energie in der Ausgabeebene gleichgesetzt werden, die sich innerhalb einer Kreisscheibe mit dem Radius R befindet. Der homogene Strahl habe dabei die Gesamtenergie ϱ .

$$2\pi \int_0^R I(r)rdr = \varrho\pi R^2 \quad (4.5)$$

Durch Kombination beider Gleichungen läßt sich folgende Beziehung zwischen r und R gewinnen:

$$r = \left[\frac{r_0^2}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - 2\varrho R^2/r_0^2} \right) \right]^{1/2} \quad (4.6)$$

Damit kann nun ein Profil berechnet werden, das die erforderliche Koordinatentransformation durchführt. Das Ergebnis ist zunächst ein refraktives Element, welches durch eine Reduktion der Phase um $n \times 2\pi$ zu einem diffraktiven Element gemacht werden kann.

Dies geschieht in Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Herstellungstechniken. Sofern außer der gewünschten Intensitätsverteilung auch eine Korrektur der Phase erforderlich ist, kann dies mit einem zweiten Element erreicht werden. Dieses zweite Profil kann über optische Weglängenunterschiede gewonnen werden.

Die besprochene Methode ist sehr gut geeignet, um aus Laserstrahlen mit gaussförmiger Intensitätsverteilung homogene runde Intensitätsverteilungen, sog. Flat-Tops, zu erzeugen. Darüberhinaus ist es aus der Herleitung sofort einsichtig, daß auch die Umwandlung in beliebige andere rotationssymmetrische Verteilungen möglich ist. Durch eine Modifikation [37] kann die Methode zur Umwandlung in rechteckförmige Flat-Tops erweitert werden. Dies ist verständlich, wenn die Umverteilung zunächst in nur einer Koordinate betrachtet wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden DOEs sowohl für den rotationssymmetrischen Fall, als auch für die rechteckige Verteilung berechnet. Sie wurden laserlithographisch als binäre DOEs hergestellt und werden in Abschn. 2.2.3 gezeigt.

Das Berechnungsverfahren ist sehr robust, d.h. geringe Änderungen von Eingangsparametern beeinflussen das Resultat kaum negativ. Dies macht sich auch im Experiment bemerkbar, wo die Justage des DOEs zum Laserstrahl unkritisch ist. Die berechneten hohen Beugungseffizienzen konnten auch im Experiment nachgewiesen werden. Dies liegt an der sehr guten Herstellbarkeit der Phasenprofile. Sie sind glatt und weisen keine Sprünge auf, außer jene, die durch die Reduktion des Phasenprofils auf eine maximale Höhe von π , 2π oder 4π an den Übergängen zwangsläufig entstehen. Sofern es eingesetzt werden kann, bietet dieses analytische Verfahren nur Vorteile. Zu berücksichtigen ist natürlich die Beschränkung, daß damit nur die Umwandlung in kreisförmige und rechteckige Profile möglich ist.

4.2 Iterative Verfahren

4.2.1 Iterativer Fourier-Transformations Algorithmus

Die Problemstellung hierbei besteht darin, eine Phasenfunktion $\varphi(x, y)$ zu finden, welche auf eine Wellenfunktion aufmoduliert, im Beugungsbild eine beliebige Intensitätsverteilung liefert. Diese gesuchte Phasenfunktion kann leicht aus mehreren zehntausend Punkten bestehen. Wegen der hohen Komplexität des Problems kann hier kein zufallsgesteuerter Algorithmus zur Anwendung kommen, wie z.B. beim Simulated Annealing.

Die Berechnung der Phasenfunktion kann mit Hilfe iterativer Fourieralgorithmen erfolgen, wie dies ursprünglich von Gerchberg und Saxton [38] im Zusammenhang mit den Phase-Retrieval Algorithmen vorgeschlagen wurde. Dort ist auch ein mathematischer Beweis dafür zu finden, daß der Algorithmus tatsächlich konvergiert. Bei dem Verfahren wird versucht, durch in Objekt- und zugehöriger Fourierebene vorgegebene (bzw. gemessene) Intensitätswerte, die vollständige Information des Wellenfeldes zu gewinnen. Diese Methode wurde u.a. von Wyrowski ([39], [40]) und Fienup [41] verbessert und ist unter dem Namen *Iterative Fourier Transform Algorithm* (IFTA) in der Literatur bekannt. Die Annahme hierbei ist, daß die Bildebene im Fernfeld liegt, d.h. die Bedingungen für Fraunhofer-Beugung erfüllt sind.

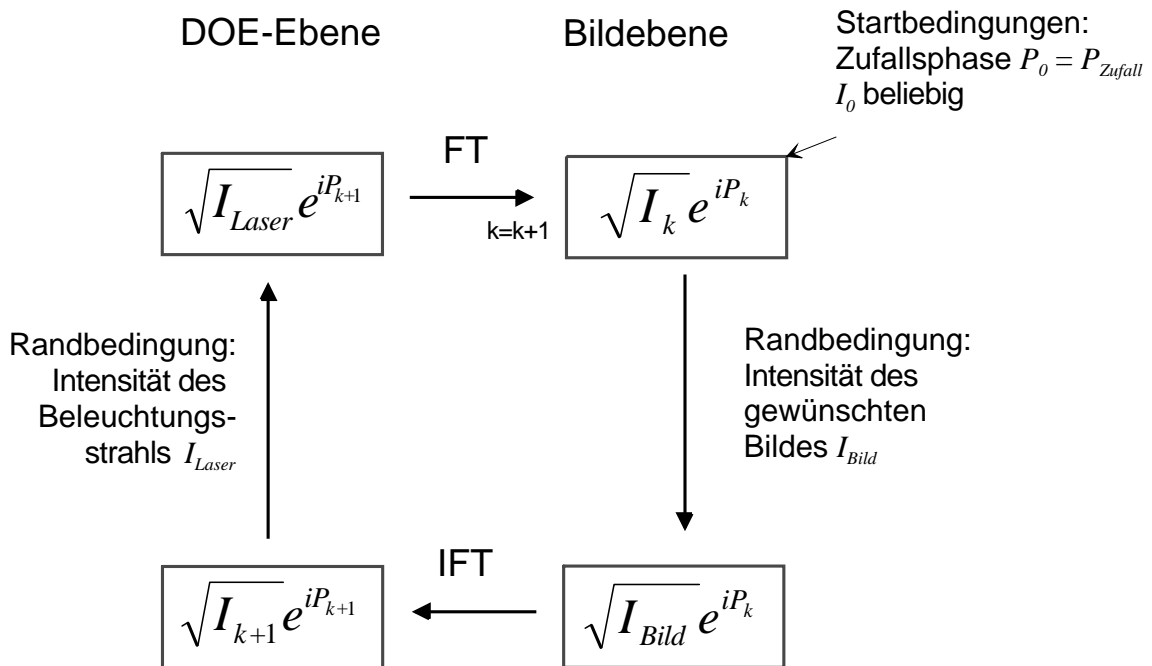


Abbildung 4.1: Ablaufdiagramm für IFTA

In Abb. 4.1 ist der Ablauf des Iterationsprozesses dargestellt. In jedem Iterationszyklus wird zwischen Objekt- und DOE-Ebene hin- und zurück transformiert, wobei die Inten-

sitätswerte stets ersetzt werden und die Phase unverändert bleibt. Als Randbedingungen sind die Intensität in der DOE-Ebene (d.h. die Intensität des Beleuchtungsstrahls) und die gewünschte Intensität in der Bildebene vorgegeben. Man startet in der Bildebene (rechts oben), indem man aus der gewünschten Intensität und einer beliebigen Phasenverteilung ϕ , die in der Regel eine Zufallsfunktion ist, eine Startamplitude für das Lichtfeld erzeugt. Diese wird mittels inverser Fourier-Transformation in die DOE-Ebene zurück propagiert. Dieser Kreislauf wird typischerweise 100- bis 1000-mal durchlaufen, bzw. so lange bis eine bestimmte Fehlerschranke (z.B. die Standardabweichung von berechneter zu vorgegebener Intensität) unterschritten wird.

Die Anfangsphase ist für die optische Qualität des späteren Elements maßgeblich. Reine Zufallsphasen führen zu Intensitätsmodulationen (Speckles) im Beugungsbild und beeinträchtigen die optische Qualität der DOEs stark. Es gibt Ansätze, um bessere Startphasen zu erzeugen, beispielsweise durch Glättung der zunächst zufälligen Startphase, d.h. der teilweisen Elimination von Phasensprüngen. Eine andere Möglichkeit ist die vorherige Anwendung eines anderen Berechnungsverfahrens und die Verwendung des Resultats als Startphase. Dennoch gelingt die Beseitigung der Speckles nie vollständig, was der entscheidende Nachteil dieses Verfahrens ist.

Der IFT-Algorithmus ist einerseits sehr effizient und erlaubt es, große Datenmengen zu verarbeiten. Andererseits ist der Algorithmus sehr empfindlich auf Variation der Startwerte. Es ist sehr schwierig zu verhindern, daß der Prozeß in einem lokalen Minimum der Gewinnfunktion stagniert. Globale Optimierungsmethoden hingegen hängen nicht von der Wahl der Startwerte ab und können so eingesetzt werden, daß Stagnation in lokalen Minima vermieden wird. Das Hauptproblem bei diesen Methoden ist jedoch der enorme Rechenaufwand. Ein Beispiel für ein globales Optimierungsverfahren ist das in Abschn. 4.2.2 beschriebene *Simulated Annealing*.

4.2.2 Simulated Annealing für Fan-Out Elemente

Eines der wichtigsten globalen Optimierungsverfahren ist das *Simulated Annealing* das zur Berechnung von Fan-out Elementen verwendet wurde, die in den Abschnitten 5.2 und 2.2.3 gezeigt werden. Dieser Algorithmus basiert auf einem physikalischen Modell, der langsamen Abkühlung eines Systems, die es in den Zustand kleinster Energie (der Grundzustand entspricht dem Optimum) bringen soll. Dabei kann die thermische Energie das System auch in energetisch höhere Zustände bringen und damit aus einem lokalen Minimum heben, was die Stärke dieses Algorithmus ausmacht. Bei abnehmender Temperatur läßt diese Eigenschaft zunehmend nach und das System kommt in einem Minimum zur Ruhe, das in der Regel besser ist, als bei fast allen anderen Algorithmen, die leicht in einem lokalen Minimum konvergieren.

Fan-Out Elemente spalten den einfallenden Strahl in eine Matrix von Beugungsordnungen gleicher Intensität auf und finden beispielsweise als Bildvervielfacher oder zur Beleuchtung von Modulatoren Anwendung. Die Beugungsordnungen werden durch die übergeordnete

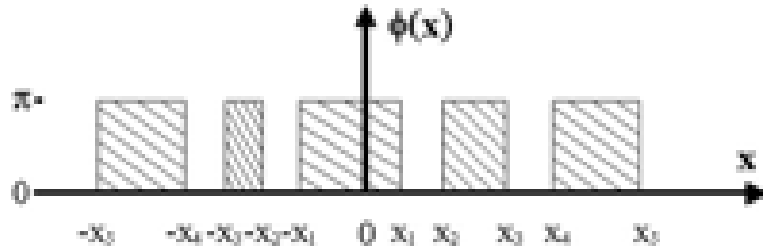


Abbildung 4.2: Sprungstellen der binären Phasenfunktion bei Dammanngittern

Gitterstruktur bestimmt, während die Strukturierung innerhalb einer Periode die Beugungseffizienz in den verschiedenen Ordnungen bestimmt. Sie können als binäre Dammanngitter, sowie als kontinuierliche Fan-Out Elemente hergestellt werden.

Das DOE wird durch den Parametersatz q beschrieben, der im allgemeinen die Pixel einer binären Struktur, die Koeffizienten eines Polynoms oder die Sprungstellen einer Funktion repräsentieren kann. Es wird eine Gewinnfunktion G aufgestellt, die den Unterschied der berechneten im Vergleich zur gewünschten optischen Antwort als Funktion des Parametersatzes q beschreibt. Im Iterationsprozeß werden die Werte der Parameter variiert, was zu Änderungen des Wertes der Gewinnfunktion führt.

Bei der durchgeführten iterativen Berechnung wurden für den Parametersatz die n Sprungstellen einer binären Phasenfunktion $\phi = \phi(x_1, \dots, x_n)$ (siehe Abb. 4.2) gewählt, mit der Vorgabe, N gleich starke Beugungsordnungen zu erzeugen: $\eta_0 = \eta_1 = \eta_2 = \dots = I$. Hierin ist η_i der Anteil, der in die i -te verwendete Beugungsordnung gebeugt wird, also die zugehörige Beugungseffizienz. Die Leistungsfähigkeit dieses Fan-Out Elements läßt sich gut durch zwei Größen charakterisieren:

Effizienz η : Der Anteil der Eingangsintensität, der in die verwendeten Beugungsordnungen gebeugt wird, soll maximal sein:

$$\eta = \sum_i \eta_i = \max. \quad (4.7)$$

Gleichförmigkeit: Alle genutzten Beugungsordnungen sollen die gleiche Intensität besitzen. Man kann die Gleichförmigkeit definieren [31] als

$$u = \frac{\max(\eta_i) - \min(\eta_i)}{\max(\eta_i) + \min(\eta_i)} \quad (4.8)$$

Um ein DOE zu finden, das diese Aufgabe erfüllt, wird der *Simulated Annealing* Algorithmus verwendet (Abb. 4.3), der, von einer Zufallslösung ausgehend, diese zufallsgesteuert optimiert und dabei die Gewinnfunktion G zu minimieren versucht. Dabei sind C_1 und C_2 Konstanten, mit denen eine Gewichtung der beiden Kriterien (Effizienz und Uniformität) erfolgen kann:

$$G = C_1(1 - \eta) + C_2u \quad (4.9)$$

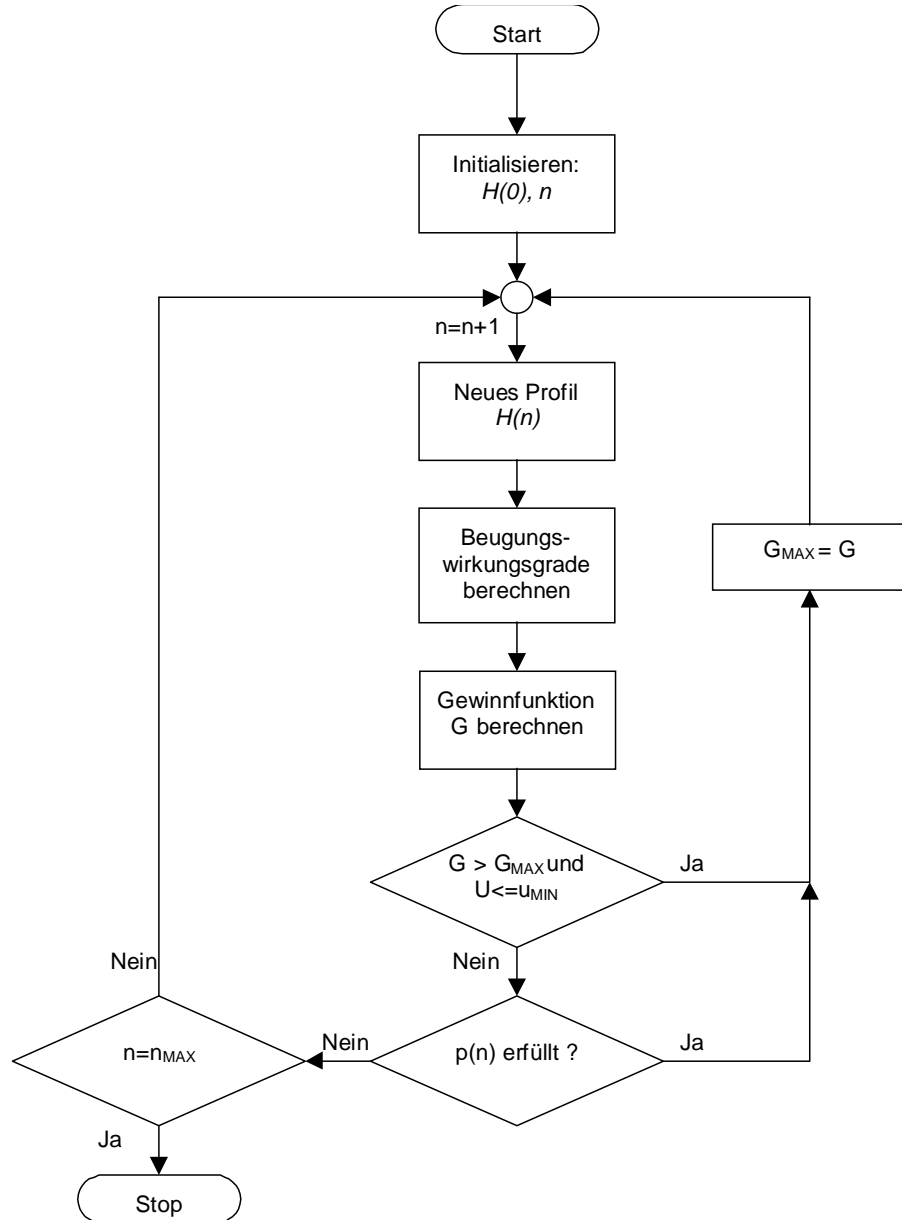


Abbildung 4.3: Schematischer Ablauf des Simulated Annealing Algorithmus

Iterativ wird das DOE zufallsgesteuert verändert und zu jeder neuen Lösung die Beugungswirkungsgrade und daraus die Gewinnfunktion errechnet. Sofern sich der Wert der Gewinnfunktion seit dem letzten Iterationsschritt verbessert hat, wird die aktuelle Lösung gespeichert. Falls nicht, wird sie mit der Wahrscheinlichkeit $p(n)$ dennoch gespeichert, andernfalls verworfen. Der Wert von p nimmt mit jedem Iterationsschritt gemäß $p(n) \propto e^{-\frac{G-G_{max}}{T(n)}}$ ab.

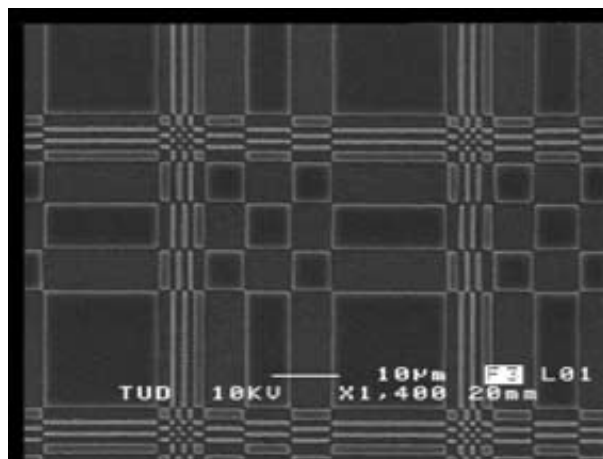


Abbildung 4.4: Herstelltes DOE dessen Phasenfunktion durch Überlagern der Lösung für $N \times 1$ gewonnen wurde

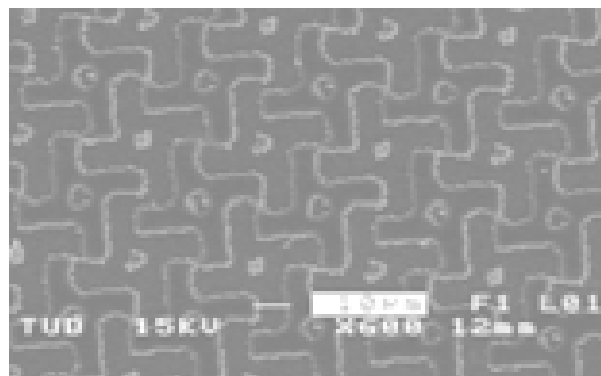


Abbildung 4.5: Hergestelltes DOE dessen Phasenfunktion über direkte Berechnung berechnet wurde (keine Symmetrie)

Die Temperatur $T(n)$ wird kontinuierlich reduziert und damit auch die Wahrscheinlichkeit, daß eine schlechtere Lösung als die bisher beste, akzeptiert wird. Der Optimierungsprozeß wird dann abgebrochen, wenn die Gewinnfunktion einen minimalen Wert erreicht hat und keinen Abfall mehr zeigt, oder aber nach einer festen Zahl von Durchläufen. Der Erfolg hängt maßgeblich von einer langsamen Abkühlung ab, sowie von dem geschickten Übergang von einem Parametersatz q zu einem anderen.

Aufgrund der Vielzahl der Möglichkeiten, die sich bei der Suche nach geeigneten Näherungslösungen ergeben, wächst die Komplexität des Berechnungsaufwandes exponentiell mit steigender Anzahl N [43]. Durch die Leistungsfähigkeit heutiger Computer ist die Berechnung eindimensionaler Strukturen ($1 \times N$ Punkte) auch für große N problemlos möglich. Durch Addition dieser Lösung mit der um 90° gedrehten selbigen kann aus den $1 \times N$ Punkten eine Matrix von $N \times N$ Punkten erzeugt werden. Die Struktur in Abb. 4.4 wurde auf diese Weise berechnet. Lösungen, die auf diese Weise gewonnen wurden, sind leicht an der Spiegelsymmetrie zu erkennen. Die alternative Möglichkeit besteht darin, schon bei der Berechnung die Lösung für die $N \times N$ Matrix zu suchen. In diesem Fall ist die numerische Berechnung erheblich aufwendiger. Die Größe N , für die die $N \times N$ Matrix noch berechnet werden kann, wird durch die zur Verfügung stehende Rechenzeit begrenzt. Die entstehenden Strukturen sind nicht spiegelsymmetrisch (siehe Abb. 4.5). Sowohl theoretisch als auch im Experiment (siehe Abschnitte 2.2.3 und 5.2) hatten die auf diese Weise generierten Elemente durchweg eine um ca. 5-10% höhere Beugungseffizienz, weil sie Beugungseffekte an der zweidimensionalen Struktur in der Berechnung berücksichtigen.

Dieser Algorithmus wurde so implementiert, daß er sowohl binäre Lösungen (Fan-Out-Elemente mit einem Phasenhub von null oder π), als auch kontinuierliche Lösungen (Phasenhub $0 \dots 2\pi$) berechnen kann. Durch kontinuierliche Fan-Out Elemente können zwar noch höhere Beugungseffizienzen erzielt werden, allerdings ist dafür eine sehr präzise Herstellung

notwendig. Binäre Dammanngitter haben etwas geringere Effizienzen, sind aber einfacher herzustellen und deutlich toleranter bezüglich Herstellungsfehlern. Bei binärer Strukturierung wird die optische Funktion vor allem durch die Sprungstellen der Phasenfunktion bestimmt. Ein Fehler in der Höhe beeinflusst in erster Linie die Intensität in der nullten Ordnung, während die Uniformität der anderen Ordnungen weitgehend unbeeinflusst bleibt. Kontinuierliche Elemente speichern die Information über die Lage der Ordnungen in der gesamten Struktur. Dies ist von Nachteil, da sich bei Höhenfehlern auch die Beugungswinkel ändern. Durch Einführung von zusätzlichen Phasensprüngen [44] kann dieser Nachteil kompensiert werden. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten kontinuierlichen Fan-Out DOEs waren daher in der optischen Leistung schwächer als die der entsprechenden binären Strukturen, worauf in Abschn. 2.2.2 eingegangen wurde.

Berücksichtigung der Herstellungsbedingungen bei der Optimierung Die Gewinnfunktion, mit der im *Simulated Annealing* Algorithmus gearbeitet wird, stellt ein eindeutiges Maß für die Qualität der berechneten Struktur dar. Um Einschränkungen und Fehler zu berücksichtigen, die sich durch die Herstellung ergeben, kam daher die Idee auf, diese Einflüsse bereits in der Gewinnfunktion zu berücksichtigen.

Eine sehr kritische Größe bei der Herstellung der Fan-Out Elemente ist die Lackdicke. Fehler von ca. 5-10% sind kaum zu vermeiden. Hierbei hat nicht das Spin-Coating den größten Einfluß, sondern vor allem die nachfolgenden Prozesse wie Softbake, Entwickeln und Hardbake, die alle die Lackdicke beeinflussen. Diese Fehler erhöhen die Intensität vor allem in der nullten Ordnung auf ein nicht tolerierbares Maß und beeinträchtigen so die optische Qualität der Elemente beträchtlich. Ein gutes Design sollte dem Rechnung tragen und den Einfluß der Lackdicke bereits in der Gewinnfunktion berücksichtigen. Hierzu wurde wie folgt vorgegangen: Für eine angenommene Abweichung von $x\%$ in der Lackdicke wurde der Wert der Gewinnfunktion für drei Fälle berechnet, für den optimalen Fall, sowie die Fälle einer Abweichung der Schichtdicke von $x\%$ nach oben und nach unten. Von diesen drei Werten wurde der größte ausgewählt und im folgenden zur Beurteilung des zugehörigen Parametersatzes verwendet. Damit wurde also der schlechteste mögliche Fall angenommen und zur Bewertung herangezogen. Die Ergebnisse des so modifizierten Algorithmus waren somit keine Idealfälle mehr, sondern jene Parametersätze, die unter Berücksichtigung von real auftretenden Fehlern die besten Resultate lieferten.

Für die Fan-Out Elemente war die Lackdicke eine wichtige Fehlerquelle. Für andere Elemente ist es denkbar, nach dem hier dargestellten Modell auch andere Einflüsse in die jeweilige Gewinnfunktion einfließen zu lassen. Beim *Simulated Annealing* ist dieses Vorgehen durch das Vorhandensein der Gewinnfunktion, die die Qualität des Elements quantitativ bewertet, besonders konsequent durchführbar. Auch für andere Berechnungsmethoden wurde weitestgehend versucht, Herstellungsaspekte in das Design einfließen zu lassen, jedoch ist die Bewertung der Qualität eines DOEs in der Simulation nicht immer eindeutig möglich. Hierauf wird bei der abschließenden Bewertung der verschiedenen Berechnungsverfahren eingegangen.

4.3 Lokal analytische Verfahren

Ausgangspunkt der im folgenden dargestellten Überlegungen ist erneut die Problemstellung, daß ein Laserstrahl mit bekanntem Intensitäts- und Phasenprofil durch ein DOE so beeinflußt werden soll, daß eine gewünschte - beliebige - Intensitätsverteilung in der Ausgangsebene rekonstruiert wird.

Zur Berechnung des DOEs wird hierbei ein Verfahren eingesetzt, das in der ursprünglichen Form bei [45] beschrieben wurde. Die Eingangsintensitätsverteilung des Lasers, sowie die gewünschte Intensitätsverteilung in der Ausgabeebene werden mit einem Netz von Gitterpunkten überzogen, die diese Flächen in kleine Teilflächen mit viereckiger, dreieckiger, bzw. einer optimal an das Problem angepaßten Form, überziehen. Die Anzahl der Teilflächen in beiden Ebenen ist dabei stets gleich. Der erste Schritt besteht darin, die Teilflächen so zu bestimmen, daß alle die gleiche Energie enthalten. Diese Berechnung erfolgt durch iteratives Verschieben der Gitterpunkte nach der Methode der Finiten Elemente. Sofern eine räumlich konstante Intensitätsverteilung in beiden Ebenen angenommen wird, wie dies in [45] der Fall ist, haben die Teilflächen dann alle auch gleiche Flächeninhalte. Ansätze für eine Erweiterung des Verfahrens auf Teilflächen mit nicht konstanter Intensität sind bei Hermerschmidt [46] zu finden.

Sobald die beiden Gitternetze vorliegen, die die Eingangs- und Ausgangsebene in eine gleiche Anzahl von Teilflächen mit gleicher Energie unterteilen, kann die Umwandlung der Eingangs- in die Ausgangsintensität durch eine Umordnung der Teilflächen erfolgen. Diese Umordnung kann geometrisch beschrieben und durch geometrisch-optische Überlegungen berechnet werden. Die Berechnung der Phasenfunktion erfolgt dann durch Rückführung auf eindimensionale Integrationen, die analytisch durchgeführt werden können.

Während die Optimierung der Gitternetze durch langwierige Iterationen erfolgt, geschieht die optische Berechnung lokal gesehen, d.h. für jede Teilfläche betrachtet, über einen analytischen und daher sehr schnellen Algorithmus. Die besondere Stärke des Verfahrens liegt darin, daß es zum einen möglich ist, beliebige Intensitätsverteilungen zu berechnen, zum anderen aber für die optische Berechnung dazu keine iterativen Algorithmen zum Einsatz kommen. Dadurch tritt erstens das Problem der Speckles nicht auf, und zweitens sind die berechneten glatten Phasenfunktionen, die keine Phasensprünge aufweisen, deutlich besser herstellbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die genannten Ansätze aufgegriffen und in mehreren Punkten optimiert, so daß für eine Reihe von Problemen sehr gute Resultate gewonnen werden konnten. Hergestellte DOEs für einige in der Praxis wichtige Beispiele (Ring, Quadrat, Dreieck), die mit diesem Verfahren berechnet wurden, sind in Abschn. 2.2.3 dargestellt.

Optimierung der Gitternetze Netze aus Finiten Elementen werden schon seit langem zur numerischen Modellierung physikalischer Vorgänge benutzt und haben sich in vielen Anwendungen bewährt. Die Idee dabei ist, ein komplexes physikalisches Problem durch

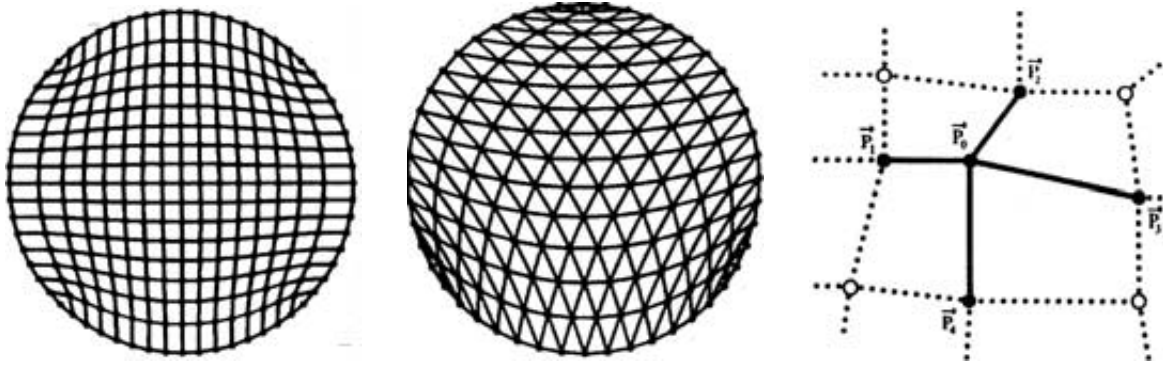


Abbildung 4.6: Gitternetz mit viereckigen Teilflächen Abbildung 4.7: Gitternetz mit dreieckigen Teilflächen Abbildung 4.8: Optimierung der Teilflächen durch Verschiebung der Gitterknoten

eine diskrete Zahl an Elementarobjekten zu beschreiben. Im vorliegenden Fall wird die Intensitätsverteilung in der Eingangsebene mit Gitternetzen überzogen, wie dies in den Abbildungen 4.6 und 4.7 gezeigt ist. Es ist von Vorteil, die Form der dabei entstehenden Teilflächen der Problemstellung anzupassen. Die Zerlegung in Dreiecke (siehe mittlere Abb.) ist beispielsweise besonders gut geeignet, wenn in der Ausgangsebene eine dreiecksförmige Intensitätsverteilung entstehen soll, die daher selbst sehr gut in Teilflächen mit dreieckiger Form zerlegt werden kann. In einem ersten Schritt wird ein Gitternetz gespannt, ohne zunächst die Energie innerhalb einer Teilfläche zu beachten. Im nachfolgenden Iterationsprozeß werden innenliegende Gitterknoten (P_0 , siehe Abb. 4.8, nach [45]) so lange verschoben bis die Teilflächen gleich sind (im Falle konstanter Intensität), bzw. bis sie alle den gleichen Energiegehalt haben. Diese Optimierung ist, insbesondere bei einer hohen Anzahl von Gitterknoten ein sehr rechenintensiver Prozeß. In der Praxis hat es sich bewährt, eine Optimierung zunächst für etwa 4^2 Knoten durchzuführen und die Anzahl der Teilflächen stetig zu erhöhen, indem in die Teilflächen neue Gitterknoten gesetzt werden. Diese und weitere durchgeführte Modifikationen des in [47] beschriebenen Prozesses sind in [48] zu finden und sollen hier nicht weiter erläutert werden.

Berechnung der Phasenfunktion Seien $\mathbf{u} = (u, v)$ und $\mathbf{x} = (x, y)$ die Ortskoordinaten in der Eingangs- und der Rekonstruktionsebene und $I_E(\mathbf{u})$ und $\phi_E(\mathbf{u})$ die einfallende Intensitätsverteilung, bzw. Phasenverteilung des Lasers. Die resultierende Phasenverteilung hinter dem DOE ist $k\varphi(\mathbf{u})$, wobei φ das sog. Eikonale ist. Folglich kann der Einfluß des DOEs als Summe der beiden Phasen, der Eingangsphase und der Phase $\phi_H(\mathbf{u})$ des DOEs geschrieben werden:

$$k\varphi(\mathbf{u}) = \phi_H(\mathbf{u}) + \phi_E(\mathbf{u}) \quad (4.10)$$

In der Ausgabeebene, die in einem Abstand von f hinter dem DOE liegt, soll die gewünschte Intensitätsverteilung $I_F(\mathbf{x})$ erzeugt werden. Es muß eine glatte und gut herstellbare Phasenfunktion für das DOE gefunden werden, die dies leistet. Dazu wird eine stetige Ko-

ordinatentransformation $\mathbf{x}(\mathbf{u})$ gesucht, die die Umordnung von Lichtstrahlen beschreibt, welche in der Eingangsebene den Koordinatensatz \mathbf{u} und in der Ausgabebene den Koordinatensatz \mathbf{x} haben. Findet man diese Transformation, so kann das Eikonal ϕ wie folgt bestimmt werden:

$$\nabla\varphi(\mathbf{u}) = \frac{\mathbf{x}(\mathbf{u}) - \mathbf{u}}{f} \quad (4.11)$$

Diese Gleichung ist leicht verständlich, denn die Ableitung der Phasenfunktion entspricht dem Tangens des Beugungswinkels, der durch die rechte Seite beschrieben wird. Das Auffinden der genannten Koordinatentransformation $\mathbf{x}(\mathbf{u})$ erfolgt durch das Aufstellen zweier Bedingungen. Zunächst muß die Gesamtenergie des Systems erhalten bleiben, d.h. in beiden Ebenen gleich sein:

$$E = \int_E I_E(\mathbf{u}) d^2\mathbf{u} = \int_F I_F(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} \quad (4.12)$$

Zweitens muß die Transformation $\mathbf{x}(\mathbf{u})$ die Intensität $I_E(\mathbf{u})$ der Eingangsebene in die Intensität $I_F(\mathbf{x})$ umformen, so daß gilt:

$$I_E(\mathbf{u}) d^2\mathbf{u} = I_F(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} \quad (4.13)$$

Dabei ist $d^2\mathbf{x}$ das Bild des Flächenelements $d^2\mathbf{u}$. Die Transformation von Flächenelementen kann mit Hilfe der Determinante der Jacobi-Matrix beschrieben werden, so daß gilt:

$$I_F[\mathbf{x}(\mathbf{u})] \det \frac{\delta\mathbf{x}}{\delta\mathbf{u}} = I_E(\mathbf{u}). \quad (4.14)$$

Die Intensitätsverteilungen $I_F(\mathbf{x})$ und $I_E(\mathbf{u})$ sind beide bekannt. Einige Strahlformungsprobleme können, z.B. über Separation von Variablen, auf eindimensionale Probleme zurückgeführt werden. In diesem Fall reduziert sich die Determinante auf eine eindimensionale Ableitung, die durch direkte analytische oder numerische Integration gelöst werden kann. Für die meisten zweidimensionalen Probleme (z.B. die Umwandlung Gauss-Quadrat, siehe Abb. 2.80) kann die Gleichung nicht so einfach gelöst werden, die Lösung $\mathbf{x}(\mathbf{u})$ ist dann nicht eindeutig. In diesem allgemeineren Fall erfolgt die Suche nach Lösungen über den Einsatz von Gitternetzen mit der Finiten Elemente Methode, wie oben beschrieben.

4.4 Vergleich der Verfahren und Ausblick

In diesem Kapitel wurden einige der wichtigsten Berechnungsverfahren kurz angerissen. Unterschieden wurde dabei zwischen analytischen und iterativen Verfahren. Eine Sonderstellung nimmt die Berechnung von Fan-Out Elementen ein, die auf einem analytischen Gitteransatz basierend, iterativ optimiert werden. Ebenfalls eine Mischform ist das lokal analytische Verfahren, das mit einer iterativen Finite-Elemente Methode arbeitet, lokal betrachtet aber exakte Lösungen berechnet, die aus Überlegungen der geometrischen Optik gewonnen werden.

Grundsätzlich bieten die iterativ arbeitenden Verfahren, wie z.B. der dargestellte IFT-Algorithmus mehr Designfreiheiten, da beliebige Intensitätsverteilungen erzeugt werden können. Dies wird jedoch durch eine nicht-stetige Phasenfunktion erkauft, die sich im Beugungsbild durch Speckles ausdrückt und die die Herstellung der entsprechenden DOEs schwieriger und fehleranfälliger macht. Analytische Lösungen liefern für die wenigen Fälle, in denen sie eingesetzt werden können, in jeder Hinsicht (Effizienz, Herstellbarkeit, Fehler-toleranz) die besseren Ergebnisse.

Es wurde eine Reihe von Möglichkeiten (auch in Kap. 2) diskutiert, Herstellungsaspekte schon im Design zu berücksichtigen. Hierzu wurden neue Optimierungsalgorithmen vorgestellt, u.a. für Fan-Out Elemente und für geblazte Liniengitter, um die Zwangsbedingungen, die durch den Herstellungsprozeß gegeben sind, wie z.B. die Größe des Schreibspots oder unvermeidliche Fehler in der Lackdicke, im Designprozeß integrieren. Die letztlich daraus hergestellten DOEs haben in der Praxis eine deutlich bessere Qualität. Am besten geeignet für diese Optimierungen sind Verfahren, denen eine möglichst einfache und eindeutige Gewinnfunktion zugrunde liegt und bei denen sich die Qualität der optischen Antwort somit quantitativ leicht erfassen läßt. Ein Beispiel hierfür sind, neben einfachen Fällen wie z.B. Liniengittern (Die Gewinnfunktion ist hier die Effizienz in einer Beugungsordnung), die mittels Simulated Annealing berechneten Fan-Out Elemente. Eine naheliegende Wahl für die Gewinnfunktion beim IFT-Algorithmus ist die Differenz der gewünschten optischen Antwort zum erzeugten Beugungsbild (z.B. Berechnung der Standardabweichung). Diese Berechnung ist zu aufwendig, um sie in jedem Iterationsschritt durchzuführen. Bei komplizierteren Intensitätsverteilung kann die Wahl dieser Gewinnfunktion problematisch sein.

Abschließend ist zu sagen, daß es keine Berechnungsmethode gibt, die ideal oder universell einsetzbar ist. Wie in dieser Arbeit deutlich wird, wo für eine Reihe von Anwendungen verschiedenste Berechnungsverfahren zum Einsatz kamen (siehe auch Kap. 5), ist die Wahl der jeweils geeignetsten Methode von großer Bedeutung und liegt in der Hand des Designers. Wo immer dies möglich ist, sollte auf den Ansatz ausschließlich iterativer Methoden verzichtet werden (Speckle-Problem, geringere Effizienz). Vorliegende -a priori- Informationen müssen, wo möglich, über weitestgehend analytische Ansätze im Designproblem formuliert werden. Die notwendige iterative Optimierung sollte mit global arbeitenden Verfahren (u.a. Simulated Annealing, Iterative Discrete On-Axis Algorithm, Downhill Method, siehe dazu auch [49]) durchgeführt werden, um ein globales Minimum der Gewinnfunktion zu

finden. Da diese Gewinnfunktion theoretische Aspekte und Herstellungsaspekte gleichermaßen berücksichtigen muß, kommt der Wahl einer geeigneten Funktion große Bedeutung zu.

Durch in Zukunft immer schneller werdende Computer besteht die Möglichkeit globale Optimierungsverfahren stärker bei der Berechnung großer Matrizen einzusetzen, was für die Berechnung qualitativ guter DOEs von großem Nutzen sein wird. Damit sich DOEs im Bereich der Low-Cost Anwendungen durchsetzen können, wofür sie zweifellos das Potential haben, ist die Betrachtung von Toleranzen für die Justage der DOEs in (mikro-)optischen Systemen und deren Berücksichtigung im Designprozeß von entscheidender Bedeutung. Erste Ansätze hierzu sind in den Abschnitten 5.1 und 5.4.2 zu finden.

Kapitel 5

Anwendungen

Für den Einsatz von DOEs in der Praxis sind Aspekte der kostengünstigen Herstellung und der damit zusammenhängenden Herstellungstoleranzen von größter Wichtigkeit. Insbesondere dann, wenn die DOEs Komponenten mikrooptischer Systeme sind, kommen weitere Aspekte hinzu, wie Toleranzbetrachtungen für die Justage der DOEs im System.

Die Anwendung ist unmittelbar mit der Berechnung verknüpft, die Berechnung aber stark mit der Herstellung verbunden, weshalb alle drei Aspekte im Zusammenhang betrachtet werden müssen. An einigen Beispielen, die im Rahmen dieser Arbeit erarbeitet wurden, wird dies im folgenden diskutiert.

5.1 DVD-Pickup System

Im folgenden wird ein Pickup-Konzept beschrieben, das in der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* entwickelt wurde, um zwei Datenschichten einer optischen Disk gleichzeitig auszu-lesen. Das System basiert auf dem Einsatz von DOEs und adaptiven optischen Elementen. Es hat, aufgrund des axialen Doppelfokus, gegenüber allen existierenden Systemen den Vorteil, daß auf zwei Schichten eines doppelschichtigen Datenträgers gleichzeitig zugegriffen werden kann. Neben maximaler Funktionalität wurde das System unter den Gesichtspunkten einer kostengünstigen Herstellung und geringem Justageaufwand entwickelt.

Optische Pickup-Systeme dienen dem Lesen und Beschreiben optischer Datenträger wie der Compact Disk (CD), bzw. deren Nachfolger, der Digital Versatile Disk (DVD). Die Datenstrukturen auf der DVD sind gegenüber der CD wesentlich verkleinert. Die Erhöhung der Speicherdichte erfolgt insbesondere durch geringeren Spurabstand, die Verwendung kürzerer Wellenlängen und durch stärkere Fokussierung. In den folgenden Generationen der DVD sind mehrere übereinander liegende teiltransparente Datenebenen geplant, wobei in einem ersten Schritt die Speicherkapazität durch Einführung einer zweiten Datenschicht verdoppelt wird. Derzeit erhältliche Pickup-Systeme verarbeiten die Informationen doppelschichtiger DVDs, indem sie zunächst auf eine Schicht fokussieren und den Fokus dann

elektromechanisch verschieben, um Zugriff auf die zweite Datenschicht zu ermöglichen. Die einzige derzeit verfügbare Methode zum gleichzeitigen Lesen beider Schichten ist der Einsatz zweier kompletter Pickup-Systeme für eine Disk. Dies verdoppelt allerdings die Anzahl der benötigten optischen Elemente und ist daher sehr unwirtschaftlich. Ziel der hier beschriebenen Arbeit war die Entwicklung eines völlig neuen Pickup-Systems, das die Probleme existierender Pickup-Systeme beseitigt und, auch vom wirtschaftlichen Standpunkt aus gesehen, eine bessere Alternative darstellt. Die Schlüsselkomponenten in dem in Abb. 5.1 dargestellten Konzept sind adaptive Flüssigkristallelemente und DOEs.

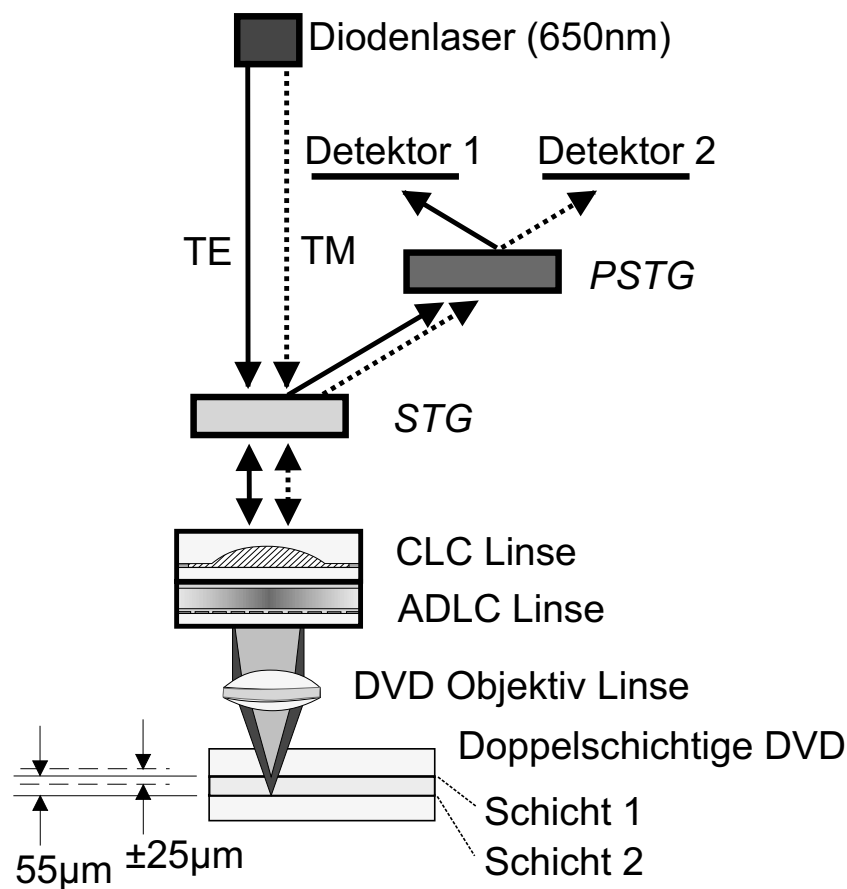


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des entwickelten Pickup-Systems

Für DOEs, deren Strukturgrößen im Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lichts liegen, sind die Näherungen der Skalar-Beugungstheorie nicht mehr gültig [57], weshalb zu ihrer Berechnung rigorose Rechenmethoden zum Einsatz kamen. Zur Herstellung dieser DOEs wurden Elektronenstrahlolithographie und Reaktives Ionenstrahlätzen, sowie Lift-Off Techniken in Kombination mit Ionenstrahl-Sputtern, eingesetzt. Das Design und die Herstellung der binären hochfrequenten Gitter mit Aspect-Verhältnissen von bis zu 7, die als polarisierende Strahlteiler eingesetzt wurden, werden bei Dias [58] und Ferstl [60] näher beschrieben. Um zwei axiale Foki zu erzeugen wurden Flüssigkristallinsen eingesetzt. Dies

sind elektrisch ansteuerbare Linsen mit variablen Fokusslängen, die auf TE- und TM- polarisiertes Licht unterschiedliche Wirkung haben. Für das Pickup-System wurden zwei solcher Linsen entwickelt: Die CLC- (Convex Liquid Crystal) und die ADLC- (Adaptive Liquid Crystal) Linse.

Die auf Flüssigkristallen basierenden Linsen werden in Abschn. 5.1.2 vorgestellt, eine detaillierte Beschreibung ist bei Hain [11] zu finden. Mit Hilfe der DOEs und der Flüssigkristalllinse wurde ein Pickup-System aufgebaut. Messungen am Gesamtsystem werden im Abschn. 5.1.3 vorgestellt. Aufgrund ihrer planaren Strukturen eignen sich DOEs ideal zur Miniaturisierung in integrierten Systemen. Ein planares Konzept, das auf drei Modulen basiert, wird in Abschn. 5.1.3 vorgestellt. Hierzu wurde auch der Einfluß von Justagefehlern untersucht.

5.1.1 Eingesetzte Diffraktive Optische Elemente

DOEs mit Gitterperioden, die kleiner als die Wellenlänge des verwendeten Lichts sind, besitzen nur eine Beugungsordnung. Solche Zero-Order Gitter können als sog. künstliche Dielektra beschrieben werden [57], deren Brechungsindex von der Polarisationsrichtung und der Gitterperiode abhängt. Die Phasenverschiebung zwischen TE- und TM-polarisiertem Licht hängt linear von der Tiefe des Gitters ab, wodurch es theoretisch möglich ist, Verzögerungselemente wie z.B. Viertelwellenplatten herzustellen. Obwohl in dem hier vorgestellten Pickup-Konzept keine Verzögerungsplatten zum Einsatz kommen, waren sie für andere erarbeitete, hier aber nicht beschriebene, Konzepte notwendig, um den Polarisationszustand des reflektierten Lichtes zu ändern.

Wenn Licht auf ein speziell designtes hochfrequentes Gitter im Bragg-Winkel einfällt, ist die Beugungseffizienz in der minus ersten Ordnung hoch. Durch Optimierung kann dieses Element wie ein polarisierender Strahlteiler wirken. Nach Durchgang durch dieses Gitter bleibt TM-polarisiertes Licht unbeeinflusst in der nullten Ordnung, während TE-polarisiertes Licht in die minus erste Ordnung gebeugt wird. Im DVD Pickup-System wird der polarisierende Strahlteiler benötigt, um TE- und TM-polarisiertes Licht zu trennen und das von der optischen Disk reflektierte Licht zu verschiedenen Photodetektoren zu leiten. Solche diffraktiven polarisierenden Strahlteilergeritter haben weitere Anwendungen, z.B. in der Ellipsometrie.

Design

Die Berechnung der DOEs wurde in der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* im Rahmen der Arbeiten von Dias [58]) durchgeführt, wo Details zu den Rechnungen zu finden sind. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird nur der Vollständigkeit halber darauf eingegangen. Zur Berechnung der Beugungswirkungsgrade und der Phasenverzögerung der gebeugten Ordnungen an den binären dielektrischen Gittern wurde die *Rigorous Coupled Wave Analysis* (RCWA) verwendet. Durch Änderungen der RCWA nach Lalanne und Morris [59] konnte das Problem der langsamen Konvergenz für TM-Polarisation gelöst werden. Be-

kannte Methoden, wie *Simulated Annealing* und *Steepest Descent* wurden benutzt, um die optimalen Parameter für die Gitter zu finden.

Für den polarisierenden Strahlteiler (PST) bestand die Aufgabe darin, einen Parametersatz mit maximaler Intensität in der nullten und keiner Intensität in der minus ersten Ordnung für TM-Polarisation und mit maximaler Intensität in der minus ersten und keiner Intensität in der nullten Ordnung für TE-Polarisation zu finden. Im endgültigen Design hatte der PST eine Periode von 390 nm, eine Tiefe von 780 nm und einen Füllfaktor von 0.4. Das Aspect-Verhältnis ergab sich damit zu 5. Das Strahlteilergitter hatte eine Periode von 780 nm. Durch Wahl der Tiefe dieses Elementes konnte der Anteil des gebeugten Lichts eingestellt werden. In dem beschriebenen Design betrug die Tiefe 250 nm, so daß 9%, bzw. 13% des reflektierten Lichts in die erste Ordnung für TM-, bzw. TE-Polarisation gebeugt wurden. Ein alternatives Design mit Beugungswinkeln von 45° und 90° wurde ebenfalls berechnet, da diese Winkel Vorteile bei der Justage bieten. Auch diese Elemente wurden hergestellt, jedoch kamen für das Pickup-System die Elemente des ersten Designs zum Einsatz, da sie etwas höhere Effizienzen zeigten. Die Designparameter für die DOEs sind in Tab. 5.1 zusammengestellt.

Typ	n	Λ [nm]	h [nm]	$f=h/\Lambda$	b [nm]	α für TM/TE	$\Delta\phi$	Effizienz f. TE-pol.		Effizienz f. TM-pol.	
								-1.	0.	-1.	0.
PST-A	1.457	390	780	0.4	160	0°/112.8°	—	93.9%	0.12%	0.2%	99.6%
PST-B	1.457	460	920	0.3	140	0°/90°	—	92.2%	0.15%	2.5%	94.7%
ST-A	1.457	780	250	0.5	390	56.4°	—	13.0%	68.6%	9.0%	79.0%
1/8	1.457	425	1010	0.5	210	0°	45°	—	—	—	—
1/4	1.457	425	2040	0.5	210	0°	90°	—	—	—	—

Tabelle 5.1: Designparameter der diffraktiven optischen Elemente: Typ, Brechungsindex n , Periode Λ , Höhe h , Füllfaktor f , Stegbreite b , Beugungswinkel α , Phasenverzögerung $\Delta\phi$, berechnete Beugungseffizienzen für TE und TM.

Herstellung

Die PST und die Verzögerungsplatten wurden durch direktes Elektronenstrahlschreiben mit anschließendem analogen Reaktiven Ionenstrahlätzen der Polymer-Maske hergestellt. Die Gitterstruktur wurde mit einer hochauflösenden Elektronenstrahlanlage (Leica EBPG5 HR) eingeschrieben. Der anisotrope Ätzprozeß erfolgte mit CHF_3 Gas in einem konventionellen Parallel-Reaktor (Leybold Z400) bei einer Frequenz von 13.56 MHz. Die Ätztiefe

konnte mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent bestimmt werden. Strahlteilergritter mit asymmetrischen Profilen konnten durch eine Kombination von Lift-Off Techniken und Ionenstrahl-Sputter Techniken hergestellt werden. Der Vorteil der Asymmetrie war die erhöhte Intensität in der ersten im Vergleich zur minus ersten Beugungsordnung und daher ein geringerer Intensitätsverlust auf dem Rückweg des Lichts zu den Detektoren. Jedes der hergestellten Elemente hatte eine Größe von $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. Die Herstellung der DOEs erfolgte am *Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH* und wird bei Ferstl [60] im Detail beschrieben.

Meßergebnisse

Die Beugungswirkungsgrade in der nullten, der plus und minus ersten Beugungsordnung für TM- und TE-polarisiertes Licht wurden für etwa 20 hergestellte Elemente gemessen. Meßergebnisse der Beugungseffizienz und der entsprechenden Löschungsverhältnisse für einige repräsentative Elemente sind in Tab. 5.2 dargestellt. Für Bragg-Einfall waren die Beugungswirkungsgrade des PSTs für TM-Polarisation in der nullten Ordnung 90% und für TE-Polarisation in der minus ersten Ordnung 74% und damit ausgezeichnet. Durch Verwendung einer Antireflex-Schicht auf der unstrukturierten Seite konnten sogar noch höhere Werte erzielt werden. Experimentelle Abweichungen von den theoretischen Werten sind insbesondere auf die nicht ganz vertikalen Flanken der Gitterstruktur zurückzuführen.

	HfE in der nullten Ordnung: η_0 [%]		$C_0 =$ $\eta_0^{TM} / \eta_0^{TE}$	HfE in der -1. Ordnung: η_{-1} [%]		$C_{-1} =$ $\eta_{-1}^{TE} / \eta_{-1}^{TM}$
	TM	TE		TE	TM	
PST: Design A (theor.)	99.6	0.12	830	93.9	0.2	470
PST-A 1	98	3.0	30	73	2.5	29
PST-A 2	88	0.9	98	79	4	20
PST-A 3	84.5	0.4	210	78.5	2	39
PST-A 4	89	1.2	74	77	1	77
PST: Design B (theor.)	95	0.2	475	92	0.5	184
PST-B 1	90	4	22.5	80	5	16

Tabelle 5.2: Gemessene Beugungseffizienzen η_0 und η_{-1} für TM- und TE-Polarisation und Löschungsverhältnisse C_0 und C_{-1} , zum Vergleich sind die berechneten Werte angegeben.

Verschiedene Phasenverzögerungsplatten wurden hergestellt. Für $\frac{\lambda}{8}$ -Platten wurde eine Phasendifferenz von 44.8° zwischen TE- und TM-Polarisation gemessen. Dies bestätigt die Theorie und ist ein Zeichen für die sehr hohe Qualität der hergestellten Elemente.

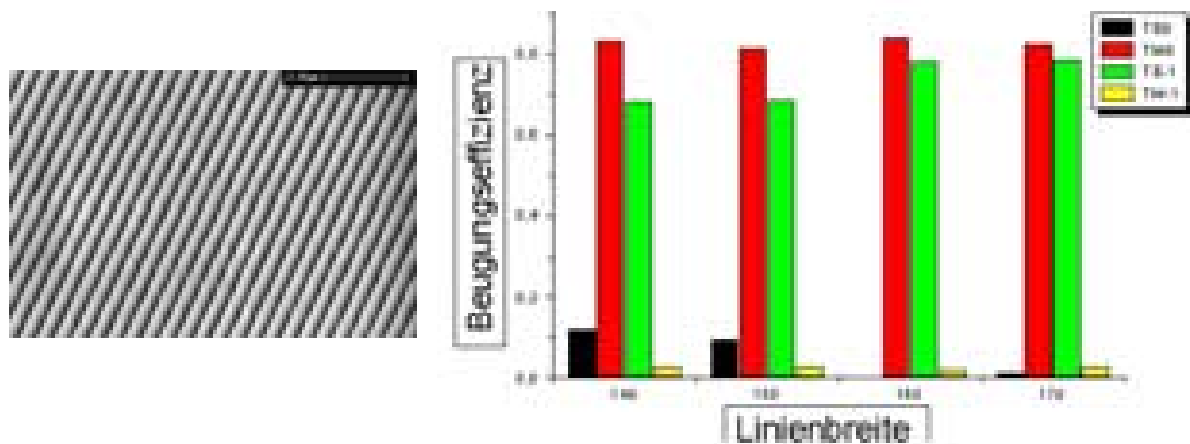


Abbildung 5.2: Hergestellter PST

Da $\frac{\lambda}{4}$ -Platten aufgrund der Tiefe schwer als Einzelemente herstellbar sind, konnten sie durch Kombination zweier $\frac{\lambda}{8}$ -Platten realisiert werden. Das tiefste hergestellte Einzelement hatte eine Tiefe von $1.5 \mu\text{m}$, was einer Phasenverzögerung von 60° entspricht, bei einem Aspect-Verhältnis von 7. Die Messungen wurden nach der Methode durchgeführt, die von Enger und Case [62] beschrieben wurden.

Abb. 5.2 zeigt ein elektronenmikroskopisches Bild eines in Quarz geätzten PSTs. Die Gitterperiode bei dem gezeigten Element ist 390 nm, der gemessene Füllfaktor war 0.42, die gemessene Ätztiefe 810 nm. In Abb. 5.3 sind die Beugungswirkungsgrade für vier Gitter mit verschiedenen Linienbreiten gezeigt, bei denen die gemessene Ätztiefe 800 nm betrug, was nahe an der Designtiefe von 790 nm lag. Es läßt sich deutlich erkennen, daß die Effizienz für TM-Polarisation in der nullten Ordnung von der Linienbreite kaum beeinflußt wird, während die Effizienzen und vor allem die Lösungsverhältnisse für TE-Polarisation sehr stark davon abhängen. Wie theoretisch vorhergesagt, wurden die besten Werte für die Designlinienbreite von 160 nm und einen Füllfaktor von 0.4 gemessen.

Toleranzrechnungen

Für den effizienten Einsatz von DOEs in komplexen optischen Systemen wie dem DVD Pickup-System ist die Genauigkeit, mit der die Elemente justiert werden müssen, von größter Wichtigkeit. Die Abhängigkeit des PSTs von Abweichungen des klassischen und konischen Einfallswinkels wurde untersucht. Die berechneten Beugungswirkungsgrade als Funktion beider Winkel sind in Abb. 5.4 für TE- (links), bzw. TM-Polarisation (rechts) dargestellt. Wie erwartet, wird der höchste Beugungswirkungsgrad für TE-Polarisation in der minus ersten Ordnung bei Erreichen des Bragg-Winkels von 56° gemessen. Die Effizienzen für TM-Polarisation in der nullten Ordnung sind nicht so empfindlich auf Winkeländerungen, wie die für TE-Polarisation in der ersten Ordnung. Allgemein kann festge-

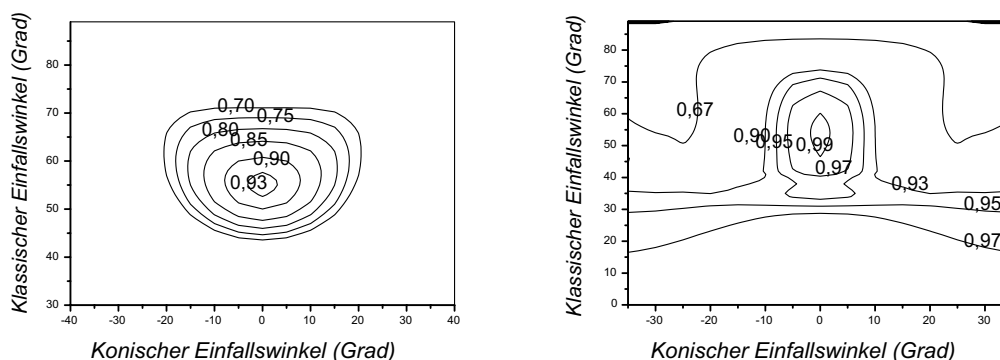


Abbildung 5.4: Toleranzbetrachtungen zu den Beugungswirkungsgraden

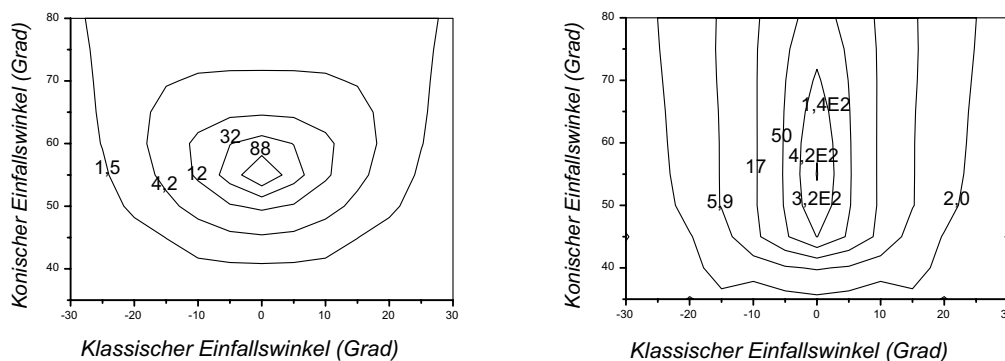


Abbildung 5.5: Toleranzbetrachtungen zu den Lösungsverhältnissen

stellt werden, daß für das Pickup-System Abweichungen von bis zu $\pm 5^\circ$ unkritisch für die Beugungseffizienzen sind, da diese dann immer noch über 90% ihrer Maximalwerte liegen. Der Einfluß der Winkelabweichungen auf die Lösungsverhältnisse (links nullte, rechts erste Ordnung) ist in Abb. 5.5 dargestellt. In der ersten Ordnung kann ein Verhältnis von 100 leicht erreicht werden, selbst bei Winkelfehlern von bis zu einigen Grad. Die nullte Ordnung erfordert eine bessere Justage, da ein maximaler Fehler von 2° erlaubt ist, um ein Lösungsverhältnis von 100 zu erreichen. Alle diese Rechnungen wurden für perfekt hergestellte Elemente durchgeführt, sie stimmen mit den praktisch ermittelten Werten jedoch gut überein. Für die Beugungseffizienzen sind Herstellungsfehler relativ unkritisch, wogegen die Lösungsverhältnisse sehr stark von solchen Fehlern beeinflusst werden. In Tab. 5.2 sind die Abweichungen der gemessenen Werte von den theoretischen gezeigt. Eine detaillierte Beschreibung der Messungen der Herstellungsfehler für diese hergestellten Elemente ist in [60] zu finden.

5.1.2 Adaptive Flüssigkristallelemente

Der DVD-Standard legt den Abstand zwischen den beiden Schichten einer doppelschichtigen DVD auf $55 \pm 15 \mu\text{m}$ fest. Da die Fokustiefe einer DVD-Linse unter einem Mikrometer liegt, ist es notwendig, daß das Pickup-System nicht nur zwei Foki erzeugt, sondern auch die Möglichkeit bietet, die Dickenvariation zwischen den Schichten auszuregeln. In dem hier entwickelten Pickup-System, wurden zu diesem Zwecke Flüssigkristallelemente eingesetzt. Durch die Doppelbrechung der Flüssigkristalle (FK) war es möglich, Linsen mit unterschiedlichen Brennweiten für TE- und TM-polarisiertes Licht herzustellen. Da der Brechungsindex für eine der beiden Polarisierungen elektrisch gesteuert werden kann (von 1.7 bis 1.5), konnte die zugehörige Brennweite elektrisch variiert werden. Zwei unterschiedliche Typen von FK-Elementen wurden entwickelt, die CLC und die ADLC-Linse. Ihr Aufbau ist in Abb. 5.6 dargestellt. Beide basieren auf dem gleichen FK (Merck ZLI-5049-000, $\delta n = 0.2$ für 650 nm) haben aber unterschiedliche Funktionsprinzipien. Beide Linsentypen wurden in der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* im Rahmen der Arbeiten von Hain [61] entwickelt. Hier werden die Elemente nur kurz beschrieben, soweit dies zum Verständnis der Funktionsweise des DVD Pickup-Systems nötig ist.

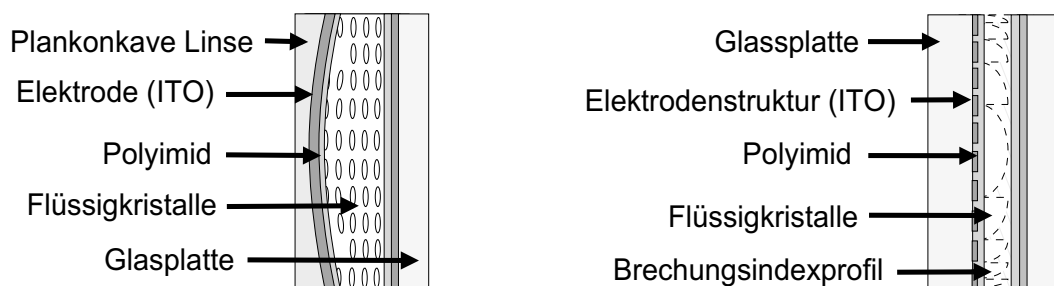


Abbildung 5.6: Zwei Typen von Flüssigkristalllinsen: CLC-Linse (l.) und ADLC-Linse (r.)

CLC-Linse

Die CLC-Linse kann als refraktive konvexe Linse mit variablem Brechungsindex beschrieben werden. Der mit Flüssigkristallen gefüllte Hohlraum wird von einer plan-konkaven Glaslinse und einem Plansubstrat gebildet, die durch Mylar-Spacer voneinander getrennt sind. Die Innenflächen des Hohlraums wurden mit transparentem Indium-Zinn-Oxid (ITO), mit einem Flächenwiderstand von $1k\Omega/\text{square}$, beschichtet. Jede der Innenflächen wurde anschließend noch mit Polyimid beschichtet, das zur Orientierung dient. Durch Anlegen eines rechteckförmigen Wechsellspannungssignals (2-10V, 1 kHz) an die beiden Elektroden konnte der Brechungsindex des Flüssigkristalls für eine Polarisationsrichtung gesteuert werden und damit die Brennweite der Linse geändert werden. Eine CLC-Linse, die aus einer plan-konkaven Linse der Brennweite $f = -41 \text{ mm}$ hergestellt wurde, lieferte variable Foki von 100 mm bis unendlich. In Kombination mit der DVD-Linse entspricht dies einer Fokusverschiebung von über $100 \mu\text{m}$ auf der Disk. Die CLC-Linse lieferte gute Fokuseffizienzen mit

nahezu beugungsbegrenzter Qualität, allerdings lagen die Schaltzeiten im Sekundenbereich.

ADLC-Linse

Die ADLC-Linse wurde aus zwei parallelen Glasplatten hergestellt. Eine dieser Platten hatte eine zirkulare aus 64 Ringen bestehende ITO-Elektrodenstruktur. Die Breite der Ringe betrug $50\text{ }\mu\text{m}$, der Abstand zwischen den Ringen $10\text{ }\mu\text{m}$. Jeder einzelne Elektrodenring konnte separat geschaltet werden, was sich in einer lokalen Brechungsindexänderung in dem Gebiet zwischen der Elektrode und der gegenüberliegenden Glasplatte äußerte. Bei einer Dicke der Flüssigkristallschicht von $12\text{ }\mu\text{m}$ waren so Phasenhübe von 0 bis 8π möglich. Die an die Elektrodenstruktur (siehe Abb. 5.7) angelegten Spannungsprofile wurden so gewählt, daß ein Fresnel-Profil erzeugt wurde.



Abbildung 5.7: Ausschnitt der Elektrodenstruktur der ADLC-Linse

Zum Erreichen kürzerer Schaltzeiten wurden auch höhere Spannungen (6-40V) angelegt, mit denen eine Phasenverzögerung von $1-2\pi$ bei kurzen Schaltzeiten erreicht wurde (Transient-Nematic Effekt). Um die Darstellung der Fresnel-Profile und damit die Leistung der ADLC-Linse zu verbessern wurden mehrere sog. *Meshing* Techniken eingesetzt [63]. Beim *Conductive Ladder Meshing* wird ein Satz dünner, senkrecht verbundener Elektroden verwendet, um das Spannungsprofil zwischen jeweils zwei spannungsführenden Elektroden besser anzunähern. Beim *Conductive Layer Meshing* werden diese feinen Elektroden durch eine dünne leitende Schicht ersetzt. Nematische ADLC-Linsen mit und ohne *Conductive Layer Meshing* wurden simuliert, gebaut und vermessen. Brennweiten von 0.5 m bis unendlich konnten erreicht werden. Für kürzere Brennweiten bei guter Fokusqualität wären mehr als 64 Ringe notwendig, da die Anzahl der Fresnelzonen steigt. Für eine ADLC-Linse mit einer $12\text{ }\mu\text{m}$ dicken Flüssigkristall-Schicht konnten Schaltzeiten unter 50 ms für kontinuierliche (2π) und unter 5 ms für binäre (π) Phasenprofile gemessen werden. Um noch kürzere Schaltzeiten im Bereich einiger hundert Mikrosekunden zu erreichen, wurden Ferroelektrische Flüssigkristalle untersucht und vermessen, sogenannte *Deformed Helix Ferroelectrics*.

Gemessen wurden die Brechungsindexabhängigkeit von der Spannung, Streuung, sowie Polarisationsdrehung [64]. Erste Elemente konnten gebaut werden.

Kombiniertes Flüssigkristallelement

Die ADLC lieferte die für den Einsatz im Pickup-System geforderten Leistungsmerkmale. Sie konnte die Brennweite im Bereich von $\pm 0.5\text{m}$ bis $\pm\infty$ verschieben, was in Kombination mit der DVD-Linse einer maximalen Fokusverschiebung von $\pm 25\text{ }\mu\text{m}$ auf der Disk entspricht. Um die Schaltzeiten zu verbessern und das Problem der unpräzisen Darstellung des Fresnelprofils bei kurzen Brennweiten zu lösen, wurde ein Konzept entwickelt, das eine CLC-Linse mit zwei festen Foki und eine ADLC-Linse in einem Aufbau verwendet. Eine CLC-Linse ohne angelegte Spannung erzeugte zwei feste Foki im Abstand von $55\text{ }\mu\text{m}$. Um den einen Fokus zusätzlich variieren zu können und damit den Abstand beider Foki, kam zusätzlich eine ADLC-Linse zum Einsatz. Die Vorteile eines solchen Aufbaus waren, daß die langsame CLC-Linse nicht geschaltet wird und daß die schnelle ADLC-Linse eine deutlich kleinere Fokusverschiebung leisten muß, als im Falle, daß sie alleine verwendet würde. Dieser Aufbau führte zu deutlich besseren Fokusqualitäten. Messungen am Pickup-System mit kombiniertem Flüssigkristallelement werden in Abschn. 5.1.4 gezeigt.

5.1.3 Design des Pickup-Systems

Bei dem in Abb. 5.1 dargestellten Pickup-System werden etwa 85% des Lichtes der Laserdiode vom Strahlteiler unbeeinflusst hindurchgelassen und mit Hilfe von Flüssigkristallelementen und DVD-Linse auf zwei Schichten einer doppelschichtigen DVD fokussiert. Etwa 10% des reflektierten Lichts werden vom Strahlteiler in die erste Ordnung gebeugt und zum PST geleitet. Bei Bragg-Einfall ist die Beugungseffizienz dieses PSTs in der minus ersten Ordnung für TE-Polarisation hoch, während TM-Polarisation durch das Element nicht beeinflusst wird. Da beide Polarisierungen Informationen von jeweils einer Schicht tragen, müssen beide Signale detektiert werden. Standard-Detektionsmethoden mit Foucault-Schneiden oder astigmatischen Linsen vor segmentierten Photodetektoren können zur Detektion eingesetzt werden. Abb. 5.8 zeigt ein auf die beschriebene Weise aufgebautes Pickup-System.

Chromatisches Verhalten

Wellenlängenvariationen, die bei Laserdioden in Folge von Temperaturvariationen auftauchen, führen zu Änderung der Winkel unter denen konstruktive Interferenz auftritt. Für Wellenlängenänderungen von $\pm 5\text{ nm}$ beträgt die Winkeländerung am PST $\pm 0.65^\circ$. Dies hat weder auf die Beugungseffizienzen, noch auf die Lösungsverhältnisse einen nennenswerten Einfluß (siehe Abschn. 5.1.1). Der maximale laterale Versatz an der Detektoroptik war in diesem Fall $50\text{ }\mu\text{m}$ für TE- und $170\text{ }\mu\text{m}$ für TM-Polarisation. Wenn zur Detektion

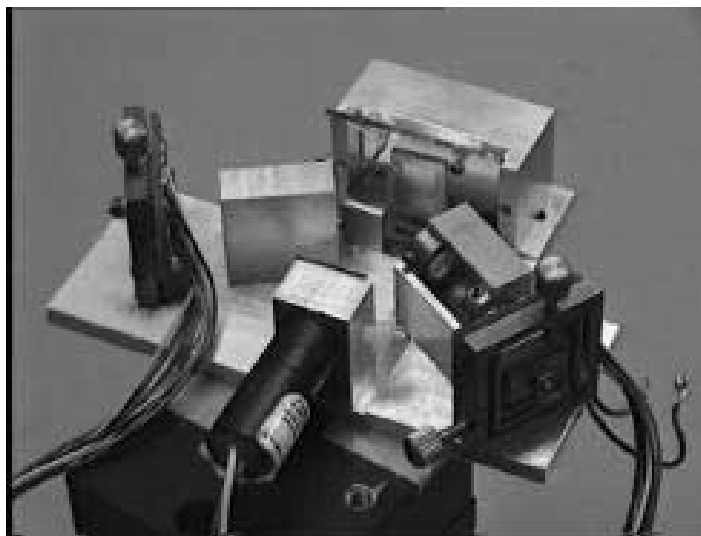


Abbildung 5.8: Aufgebautes Pickup-System

eine Foucault-Schneiden Methode zum Einsatz kommt, beeinflußt der Versatz die Messung des Signals nicht.

Aufbau und Justage des Systems

Der planare Aufbau der DOEs bietet die Möglichkeit einer hohen Integration, die das System nicht nur kleiner macht, sondern auch den Justieraufwand auf ein Minimum reduziert. In Abschn. 5.1.1 wurde der Einfluß von Abweichungen im klassischen Einfallswinkel, die einer Verkippung entsprechen und Abweichungen im konischen Einfallswinkel, die einer Verdrehung entsprechen, untersucht. Einfache Methoden mit minimalem Justageaufwand konnten verwendet werden, um die Elemente im Pickup-System mit Winkelfehlern unter 2° anzuordnen. Wenn die beiden im Pickup eingesetzten DOEs (PST und Strahlteiler) auf beide Seiten einer planparallelen Glasplatte geklebt werden, ist der klassische Einfallswinkel fixiert und bedarf keiner Justage. Ebenfalls keiner aufwendigen Justage bedarf der konische Einfallswinkel, wenn die DOEs so ausgeschnitten werden, daß die Schnittkanten parallel zu den Gitterstegen verlaufen. Eine Justage der DOEs auf Parallelität nach Augenmaß erwies sich im Experiment als völlig ausreichend. Der Abstand zwischen beiden Gittern ist unerheblich.

Abb. 5.9 zeigt einen Vorschlag für einen modularen Aufbau des Pickup-Systems, in Abb. 5.10 ist das Modul 3 gezeigt, das die DOEs enthält. In Modul 2 bewirkt ein DOE eine Umlenkung und die Fokussierung des Strahls und macht ihn zudem leicht astigmatisch. Die Phasenfunktion dieses Elements wurde berechnet als:

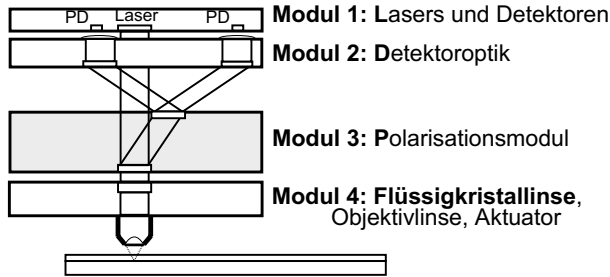


Abbildung 5.9: Pickup in Modulbauweise



Abbildung 5.10: Modul 3 mit PST und Strahlteiler

$$\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left((f_1^2 + x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{x^2}{f_2} + ny \sin \alpha - f_1 \right) \quad (5.1)$$

wobei f_1 und f_2 die Brennweiten der asphärischen und zylindrischen Komponente sind, α der Ablenkwinkel und n der Brechungsindex des Substratmaterials. Ein ähnliches Element wurde von Shiono und Ogawa [65] erfolgreich hergestellt. Die Herstellung der Module 1 und 4 sollte keine Schwierigkeiten bereiten, da ähnliche Komponenten bereits für andere Anwendungen gebaut wurden.

5.1.4 Optische Vermessung des Pickup-Systems

Vermessung des Systems mit DOEs ohne FLK-Elemente

Ziel war zunächst die Klärung der Frage, ob DOEs für den Einsatz in einem Pickup System geeignet sind. Abb. 5.11 zeigt eine schematische Darstellung des ersten Demonstrators mit zugehörigen Meßergebnissen für die Intensität. Die Intensitätsmeßwerte waren sehr zufriedenstellend und konnten im späteren Aufbau durch Verwendung von Antireflexschichten sogar noch gesteigert werden.

Ergebnisse von Messungen, die an dem aufgebauten Demonstrator bei der *Deutsche Thomson Brandt* durchgeführt wurden, sind in den folgenden Abbildungen zu sehen.

Abb. 5.12 zeigt oben das Summensignal und unten die im Quadrantendetektor berechnete Spannungsdifferenz, die sog. S-Kurve. Bei der Differenz null befindet sich der Fokus auf der Diskoberfläche. Abb. 5.13 zeigt das Summensignal bei geschlossenem Fokusregelkreis. Durch geschickte Wahl der Triggerbedingung kann ein Bild wie dieses (sog. Eye-Pattern) aufgenommen werden, obwohl der Spurregelkreis nicht geschlossen ist. Die höchste

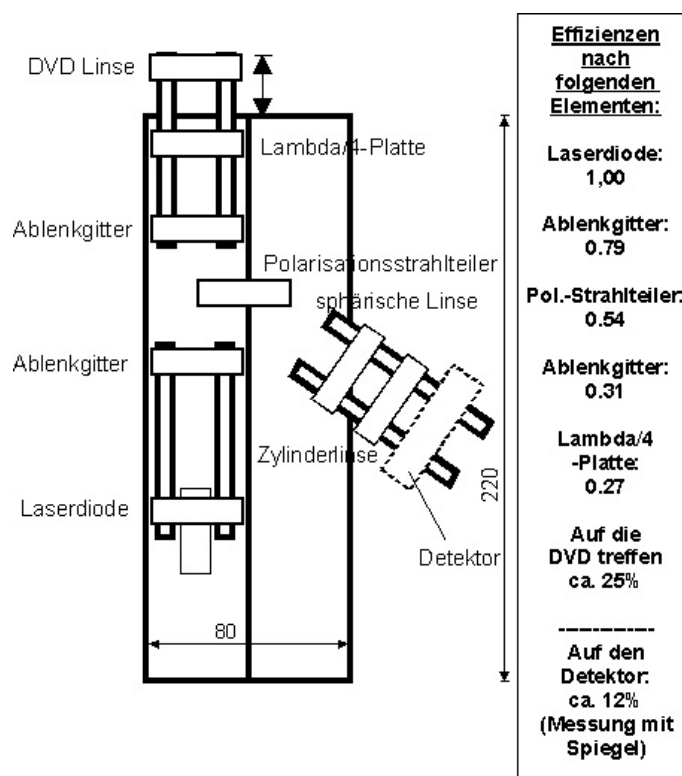


Abbildung 5.11: Aufbau des Demonstrators mit DOEs



Abbildung 5.12: S-Kurve

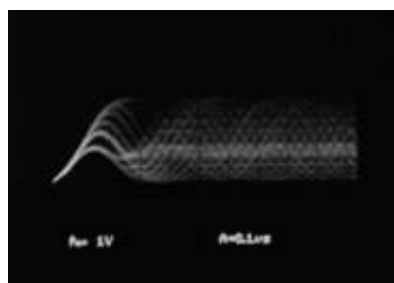


Abbildung 5.13: Eye-Pattern

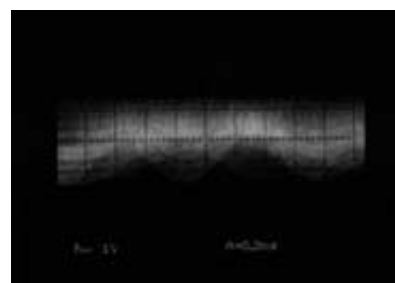


Abbildung 5.14: Messung des Crosstalk

Signalfrequenz sind die 3T Symbole, deren Modulationstiefe klein ist. Grund hierfür war die nicht optimale Justage des Demonstrators und die dadurch bedingte nicht gleichmäßig ausgeleuchtete Objektlinse, deren effektive numerische Apertur somit kleiner als 0.6 war. Abb. 5.14 zeigt die Veränderung der Modulationstiefe. Der Rand der oberen Einhüllenden ist in etwa konstant, während die untere Einhüllende drei sich überschneidende Sinuskurven durchläuft. Der maximale relative Unterschied, der Crosstalk, betrug hier etwa 50%, welches ein sehr guter Wert ist. Die radiale Auflösung bei dieser Anordnung war also gut. Diese Meßergebnisse zeigen, daß das mit DOEs aufgebaute Pickup-System funktioniert.

Vermessung des Systems mit axialem Doppelfokus

Das System wurde entwickelt, um auf beide Schichten einer doppelschichtigen DVD zu fokussieren. Folgende Messungen wurden am System durchgeführt, welches aus zwei DOEs (PST und ST), einer ADLC- und einer statischen CLC-Linse besteht und das in Abb. 5.8 gezeigt ist. In Abb. 5.15 werden Fokus-Error-Signale gezeigt, die mit der Astigmatismus-Methode gemessen wurden. Jedes Bild zeigt zwei Graphen, die zu den zwei Detektoren gehören und folglich den Signalen von verschiedenen Datenschichten entsprechen. Die Signale wurden mit axial bewegter DVD-Linse und nicht drehender Disk aufgenommen, ohne Autofokus- und Spurregelung. Ähnliche Signale können auch bei nicht bewegter DVD-Linse und rotierender Disk aufgenommen werden, jedoch würde in diesem Fall die Periodizität des Signals von der Krümmung der Disk abhängen. Die vier S-Kurven in jedem der Graphen erklären sich aus der Bewegung des Fokus durch die erste und zweite Schicht beim Herunterfahren der DVD-Linse, sowie durch die anschließende erneute Bewegung durch die zweite und die erste Schicht nach Umkehr der Bewegungsrichtung. In Abb. 5.15 a) sind die beiden Graphen gleich, da kein Flüssigkristallelement im System eingebaut ist und TM- und TE-polarisiertes Licht deshalb in gleicher Weise fokussiert werden. In Abb. 5.15 b) ist eine CLC-Linse im System, die eine Brennweitenverschiebung von $55\text{ }\mu\text{m}$ zwischen den Foki für TE- und TM-polarisiertes Licht bewirkt. Man erkennt, daß wenn TM-polarisiertes Licht auf die zweite Schicht fokussiert wird (erste S-Kurve des oberen Graphen in Abb. 5.15 b), TE-polarisiertes Licht auf die obere Schicht trifft (zweite S-Kurve des unteren Graphen). In den Abbildungen 5.15 c) und d) leistet die zusätzlich eingebaute ADLC-Linse eine maximale Fokusverschiebung von 25 und $-25\text{ }\mu\text{m}$. In Abb. 5.15 c) erreicht der Fokus für TM-polarisiertes Licht die erste Schicht, bevor TE-polarisiertes Licht auf der zweiten Schicht fokussiert wird. Dies zeigt, daß der Abstand der Foki größer ist als der Abstand zwischen den Datenschichten, während in Abb. 5.15 d) ist der Abstand der Foki kleiner ist.

Die durchgeführten Messungen am Pickup-System bestätigen eindrucksvoll die Tragfähigkeit des Konzepts. Es konnte gezeigt werden, daß es möglich ist, auf beide Schichten des Datenträgers gleichzeitig zu fokussieren und, für den Fall eines sich ändernden Abstands, eine Nachführung durchzuführen. Für dynamische Tests war das eingesetzte Flüssigkristallelement jedoch zu langsam.

Messung der Strahlqualität im Fokus mit der Knife-Edge Methode

Um eine DVD lesen zu können ist ein beugungsbegrenzter Fokus notwendig, der für die eingesetzte DVD-Linse ($\text{NA}=0.65$) einen Durchmesser von deutlich unter einem Mikrometer haben muß. Größere Foki würden benachbarte Pits überstreichen mit Auswirkungen auf das Signal-Rausch-Verhältnis bis hin zur Unlesbarkeit der Disk. Zur Messung des Intensitätsprofils wurde eine hochauflösende Knife-Edge Methode eingesetzt, die im Rahmen einer betreuten Diplomarbeit [66] aufgebaut wurde.

Dabei wurde eine bewegte Schneide vor einem großflächigen Detektor durch den zu vermes-

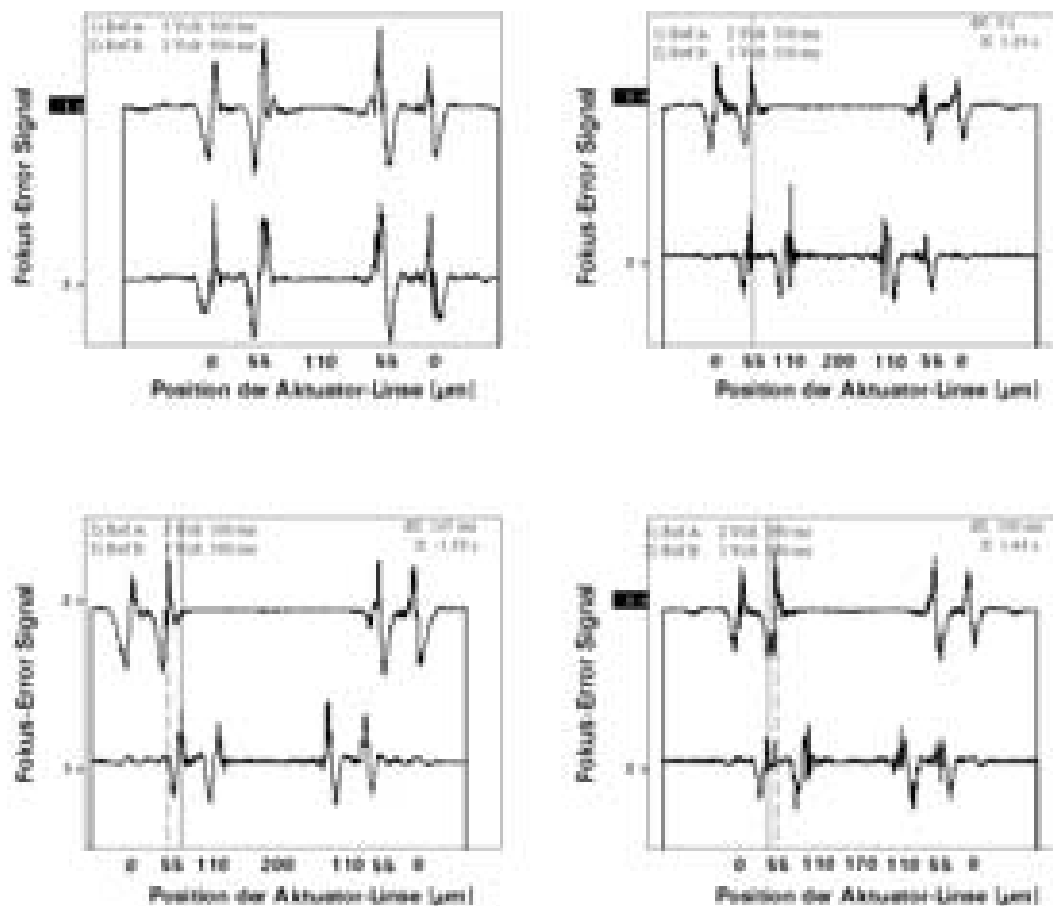


Abbildung 5.15: Gemessene Fokus-Error Signale für das Dual-Fokus Pickup. In den Abbildungen entspricht die obere Kurve TM-Polarisation, die untere Kurve TE-Polarisation

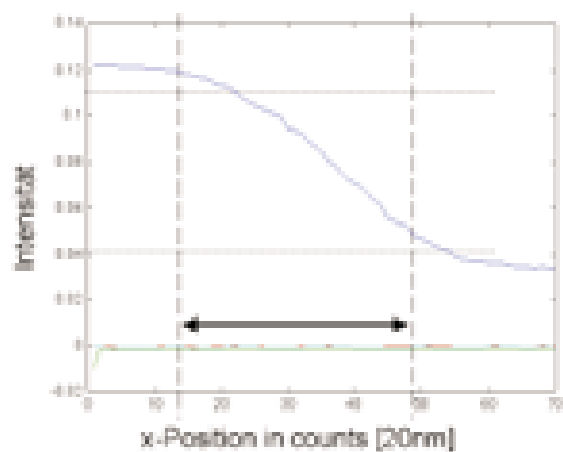


Abbildung 5.16: Mit der Knife-Edge Methode gemessene Intensitätskurve

senden Fokus gefahren, so daß der von der Schneide ausgeblendete Teil des Strahls nicht auf den Detektor fällt. Aufgenommen wurde die vom Detektor gemessene Leistung als Funktion der Schneidenposition. Von wesentlicher Bedeutung für das Meßverfahren ist die Positioniergenauigkeit der Messerschneide. Hierfür wurde eine luftgelagerte x-y Verschiebeeinheit mit einem Adressraster von 20 nm eingesetzt. Für den Spezialfall eines Gauss'schen Strahls ist die erste Ableitung der gemessenen Intensitätskuve (5.16) proportional zum Strahlprofil. Insbesondere für radialsymmetrische Strahlen erhält man aus der aufgenommenen Kurve sehr einfach den Strahldurchmesser. Die unkorrigierte Strahlabmessung ist durch den zweifachen Abstand der Messerschneidenpositionen gegeben, welche durch 84%- und 16%- Leistungstransmission bestimmt sind [67]. Für die hier vorliegende rotationssymmetrische Intensitätsverteilung wurden die besten Resultate mit Rasierklingen erhalten. Für nicht rotationssymmetrische Intensitätsprofile wurden mittels Sputterverfahren zwei senkrecht aufeinander stehende Schneiden aus Gold auf Glas aufgebracht. Diese Glasplatte wurde direkt mit der Photodiode verklebt, um den Abstand Schneide-Photodetektor minimal zu halten. Für das Pickup-System mit DOEs wurde eine Fokusgröße von $0.7 \mu\text{m}$ (FWHM) gemessen, welche noch innerhalb der erlaubten Toleranzen liegt.

5.1.5 Zusammenfassung

Es konnte erstmalig ein Pickup-System aufgebaut werden, welches in der Lage war auf zwei Schichten einer DVD zuzugreifen. Hierfür wurden DOEs und Flüssigkristallelemente verwendet.

DOEs (hochfrequente Gitter) wurden berechnet und in Quarzglas eingeschrieben, wofür Direkte Elektronenstrahlolithographie und Reaktives Ionenstrahlätzen eingesetzt wurden. Unterschiedliche Phasenverzögerungsplatten, Strahlteiler und polarisierende Strahlteiler mit Abmessungen bis zu 140 nm und Aspect-Verhältnissen von bis zu 7 konnten in guter Qualität hergestellt werden. Die Abweichungen der Periode und Tiefe von den Designvorgaben lagen im Bereich weniger Prozent und damit innerhalb der vorgegebenen Toleranzen. Die erwartete hohe Effizienz der DOEs wurde von den Messungen bestens bestätigt, ebenso die Trennung der Polarisationen. Bei der Justage stellte sich heraus, daß diese für die DOEs im Pickup-System unkritisch ist. Dies ist für die mögliche industrielle Fertigung ein sehr positives und wichtiges Resultat.

Die Flüssigkristallelemente betreffend, wurden zwei Typen von schaltbaren Linsen (CLC- und ADLC-Linse) auf der Basis von nematischen Flüssigkristallen entwickelt. In Kombination mit der DVD-Linse konnte damit der erwünschte Fokusversatz erreicht werden. Es war möglich auf beide Ebenen einer doppelschichtigen DVD zu fokussieren.

Mit Hilfe der DOEs und der Flüssigkristallelemente wurde ein Pickup-System für zwei Datenschichten aufgebaut, mit dem statische Tests durchgeführt wurden. Die optische Qualität der Einzelkomponenten und des Gesamtsystems, sowie das Konzept der Polarisations-trennung stellten sich als tragfähig heraus. Die Geschwindigkeit für die Fokusverschiebung war bei den hergestellten Elementen zu langsam. Zwischenzeitlich wurden erste Prototypen

von ferroelektrischen Flüssigkristallelementen gebaut, deren Schaltzeit ausreichend schnell ist. Bevor sie zum Einsatz kommen können, müssen jedoch noch weitere Verbesserungen bez. der Strahlqualität erfolgen.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Arbeiten wurden vom Bundesministerium für Bildung, Forschung und Technologie im Projekt *Neuer optischer Schreib-/Lesekopf für die optische Disk* (FKZ 01 BS 609/0) gefördert.

5.2 Speckle-Reduktion für Laser-TV

Zum Aufbau des Bildes in Laserprojektionssystemen werden parallele Laserstrahlen über einen Schirm gescannt. Die zur Bündelung des Lichtes notwendige Kohärenz bringt für den Beobachter allerdings auch einen großen Nachteil mit sich, da durch die im Vergleich zur Lichtwellenlänge rauhe Oberfläche des Bildschirms das Licht zur Interferenz gebracht wird, was sich im Auge des Beobachters durch Intensitätsmodulationen, sog. Speckles, bemerkbar macht und damit die Bildqualität stark beeinträchtigt. Es existiert eine Reihe von Ansätzen, die größtenteils auf der Zerstörung der räumlichen Kohärenz beruhen, was z.B. durch den Einsatz einer Streuscheibe [72] [73] oder durch Flüssigkristallzellen [74] erfolgen kann. Weitere Möglichkeiten sind der Einsatz von Volumenstreuern im Schirmmaterial [75] oder die Modulation der Strahlquelle [76] [77]. Diese und andere Methoden [78] wurden jedoch alle für das Nahfeld entwickelt und sind nicht für das Fernfeld geeignet, in dem sich der Beobachter bei Laserprojektionssystemen befindet. Hier ist es, aufgrund der notwendigen besten Kollimation der Strahlen, kaum möglich, die räumliche oder zeitliche Kohärenz der Strahlquelle zu ändern, ohne deutliche Intensitätsverluste und eine Verschlechterung der Strahlqualität hinzunehmen. Dieses ungelöste Problem ist einer der Gründe, weshalb sich Laser-TV Systeme noch nicht durchgesetzt haben.

Zur Beseitigung von Speckles im Fernfeld wurde in der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* bereits eine auf einem Akusto-Optischen Modulator basierende Methode vorgestellt [81]. Es wurde nun ein weiteres Verfahren entwickelt, bei dem der Strahl durch DOEs so manipuliert wird, daß im Auge des Beobachters eine Überlagerung zeitlich veränderlicher Speckle-Muster erzeugt wird. Aufgrund der Schnelligkeit dieser Veränderungen erfolgt im Auge eine zeitliche Mittelung, wodurch die Speckles subjektiv praktisch verschwinden. Der verbleibende Intensitätskontrast (Die Standardabweichung der Intensität im Auge des Beobachters für eine homogen ausgeleuchtete Fläche) von wenigen Prozent ist für den Beobachter nicht mehr wahrnehmbar. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 5.17 dargestellt.

5.2.1 Funktionsprinzip

Bei dem Verfahren wird der Laserstrahl mit einem binären Phasen-DOE (Fan-Out Element) in ein Strahlenbündel aufgeteilt. Jeder Bildpixel wird so aus mehreren kleineren Pixeln zusammengesetzt (Abb. 5.18), die soweit überlappen müssen, um von Auge nicht mehr als getrennt wahrgenommen zu werden. Jeder dieser zueinander phasenverschobenen kleineren Pixel erzeugt ein eigenes Specklemuster. Durch die Überlagerung wird der Kontrast bereits verbessert, jedoch ist dieser Effekt nicht ausreichend. Diese Muster werden daher zusätzlich noch bewegt, wodurch im Auge des Beobachters durch zeitliche Mittelung (Integration) der Eindruck eines specklefreien Bildes entsteht. Die Bewegung wird durch Rotation des DOEs, bzw. durch Scannen des Strahles über den Projektionsschirm erzeugt.

Die dem Verfahren zugrunde liegenden theoretischen Überlegungen wurden in einer dieser Arbeit vorangegangenen Diplomarbeit [81] untersucht. Das Verfahren beruht auf der

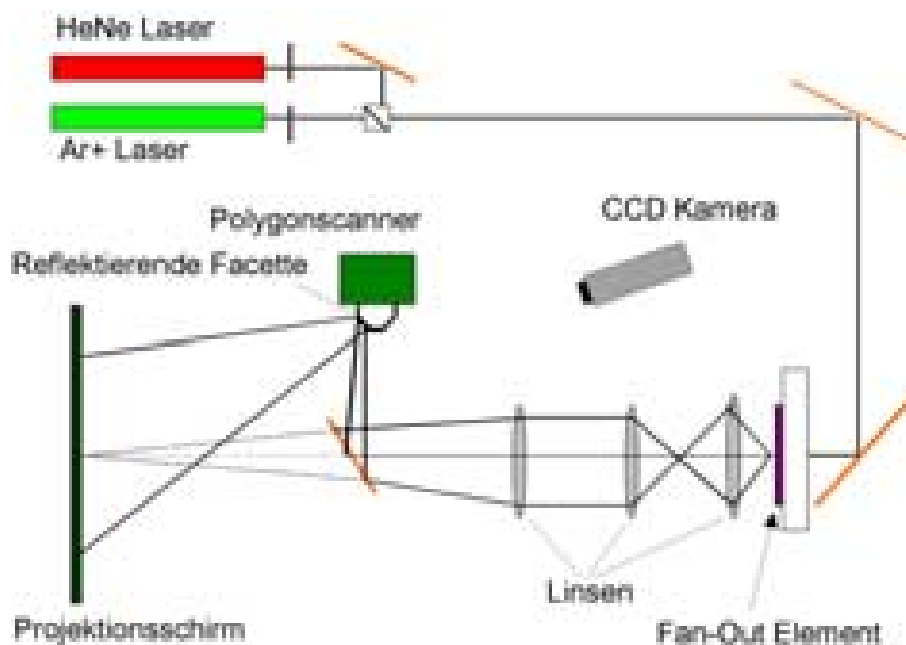


Abbildung 5.17: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

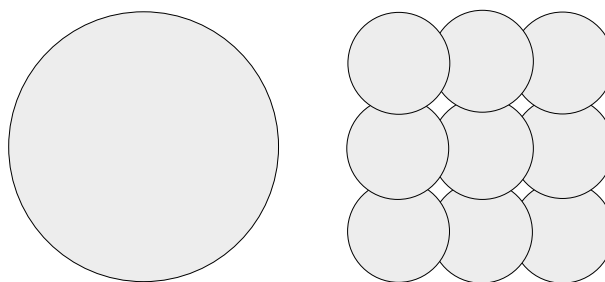


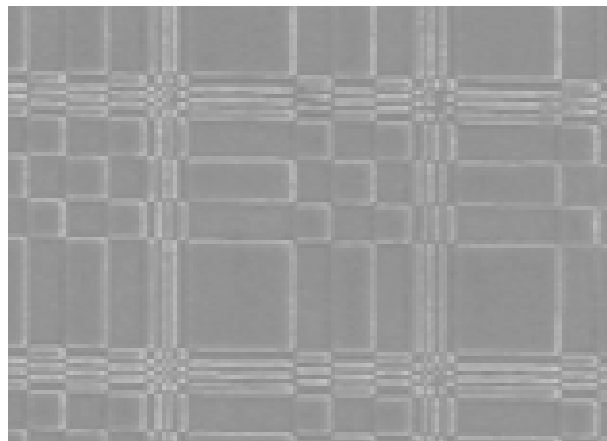
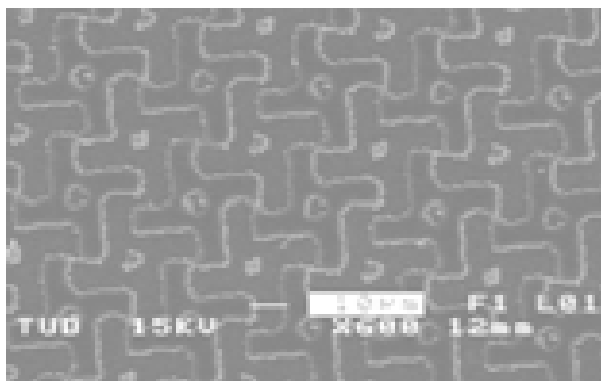
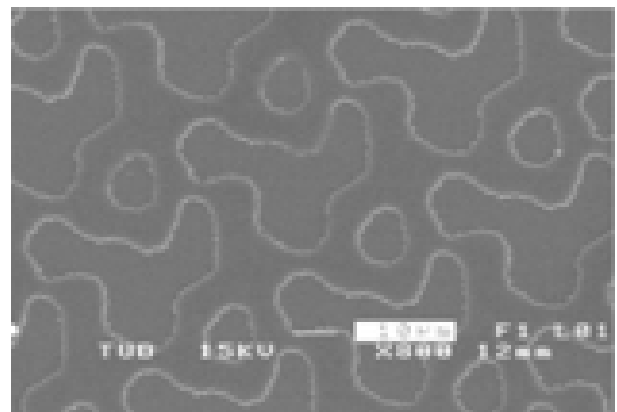
Abbildung 5.18: Aufteilung eines Bildpunktes in Subpixel

Überlagerung zahlreicher voneinander unabhängiger Speckle-Verteilungen kohärenter Lichtquellen. Es läßt sich zeigen, daß sich bei der Überlagerung vieler dieser Verteilungen die Intensitätsverteilung im Auge des Beobachters dem Fall für inkohärente Beleuchtung annähert. Der Kontrast nimmt für den Fall der vollständig inkohärenten Überlagerung den Wert C an, wobei N die Anzahl der Quellen ist:

$$C = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (5.2)$$

5.2.2 Berechnung und Herstellung der DOEs

Für die besprochene Anwendung war es wichtig, daß die DOEs in einen Laser-TV Aufbau integriert werden können und sie das Bild nicht negativ beeinflussen. An die DOEs waren

Abbildung 5.19: Eindimensional berechnetes Dammanngitter für 9×9 PunkteAbbildung 5.20: Zweidimensional berechnetes 5×5 ElementAbbildung 5.21: Zweidimensional berechnetes 19×19 Element

daher insbesondere folgende Anforderungen gestellt: Hohe Effizienz, keine Streuung an Schichten oder Kanten, geringe Absorption (wegen hoher Laserleistung).

Die Abb. 5.19 zeigt ein 9×9 Dammanngitter, das zunächst durch eindimensionale Optimierung berechnet wurde und anschließend durch Kreuzen der Struktur auf zwei Dimensionen erweitert worden ist. In den Abbildungen 5.20 und 5.21 sind ein 5×5 und ein 19×19 Fan-Out Element, die durch zweidimensionale Optimierung berechnet wurden, dargestellt. In den Abbildungen 5.22 und 5.23 sind die Beugungsbilder eines 9×9 (2d) und eines 19×19 (2d) Fanout Elements dargestellt. Abb. 5.24 zeigt die gemessenen Intensitäten in den Beugungsordnungen des 9×9 Fanout Elements. Es wurde eine Gesamteffizienz von ca. 75% erreicht, die Differenz der Intensitäten der stärksten und schwächsten Ordnung betrugen absolut 0,17%.

Zur Berechnung der Beugungseffizienzen wurde die Fouriertransformation verwendet. Als Optimierungsparameter wurden die Koordinaten der Übergangspunkte (von 0 auf π und

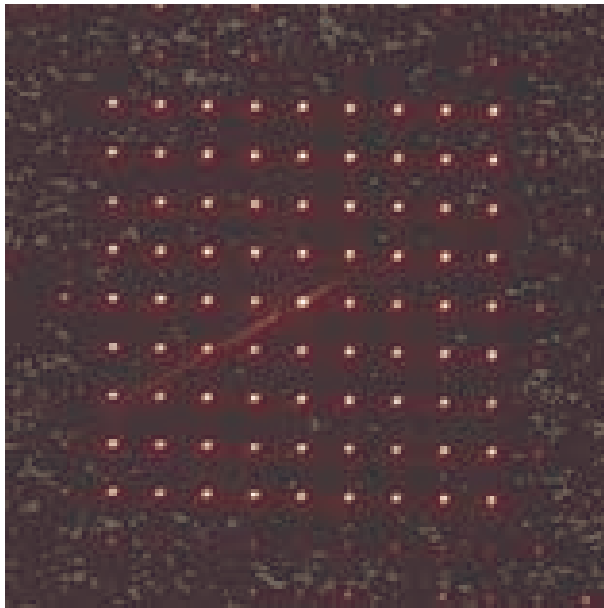


Abbildung 5.22: Beugungsbild des 9×9 Elements

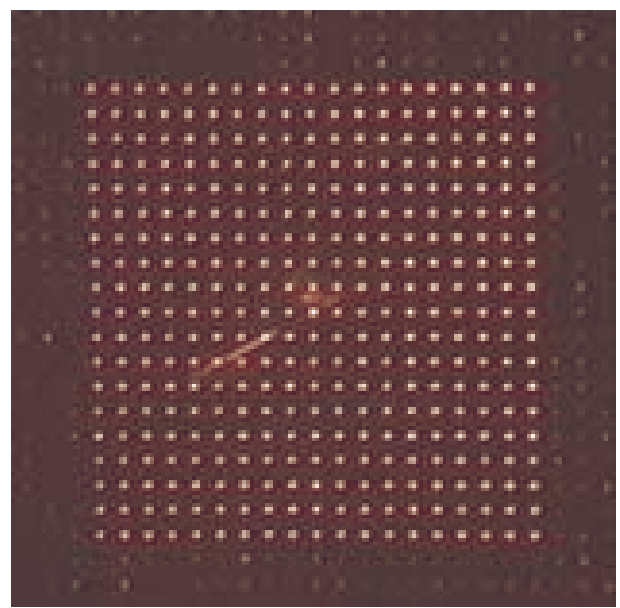


Abbildung 5.23: Beugungsbild des 19×19 Elements

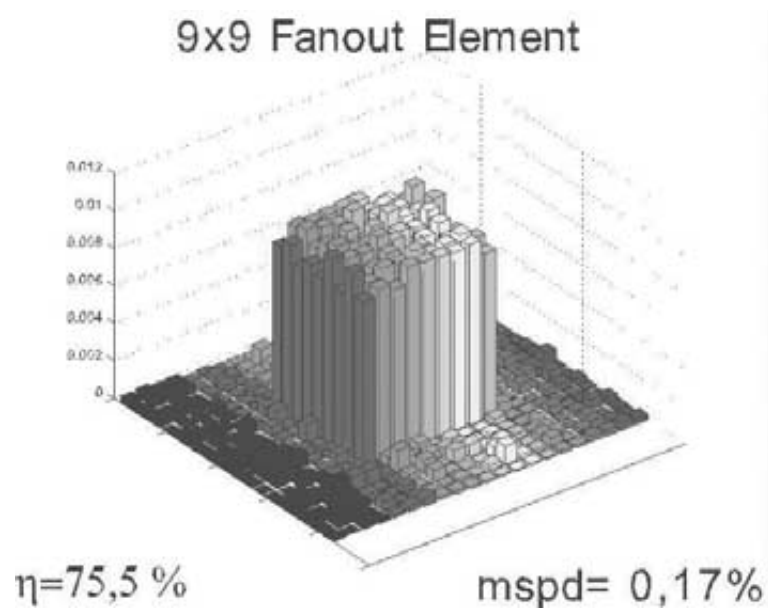


Abbildung 5.24: Gemessene Intensitäten des 9×9 Elements

umgekehrt) verwendet. Dies entspricht der von Dammann [80] vorgeschlagenen Vorgehensweise, bzw. der von Fienup erweiterten Methode [41], die in Abschn. 4.2.2 beschrieben wurde. Die Optimierung erfolgte in allen Fällen durch ein *Simulated Annealing* Verfahren. Aus Gründen der Rechenzeit wurde die Optimierung meistens für eindimensionale Vektoren durchgeführt. Durch Kreuzen zweier Vektoren wurde das Resultat für die zweidimensionalen Matrizen berechnet. Die auf diese Weise erhaltenen Strukturen lassen sich an der Spiegelsymmetrie (an der Diagonalen) erkennen. Zweidimensionale Optimierungen lieferten um ca. 5-10% bessere Beugungseffizienzen (hier: Summe der Intensitäten aller verwendeten Ordnungen geteilt durch die eingestrahlte Gesamtintensität). Allerdings mußten hier Einschränkungen in der Matrixgröße gemacht werden, um die Berechnung mit den zur Verfügung stehenden Computern (Sun Workstation, 2x300 MHz Prozessor, 1 GB RAM) durchführen zu können.

Die diffraktiven Elemente wurden mittels Laserlithographie als binäre Phasenelemente in Photolack realisiert. Eine genaue Beschreibung der Herstellungsprozesse erfolgte in Abschn. 2.2. Die hergestellten DOEs lieferten, vor allem aufgrund von Reflexionen, Beugungseffizienzen, die typischerweise etwa 10-15% unter den theoretisch berechneten lagen, aber mit 70-75% immer noch sehr gut waren und mit den aktuellen Arbeiten anderer auf diesem Gebiet tätiger Forschergruppen [82] vergleichbar sind.

5.2.3 Meßergebnisse

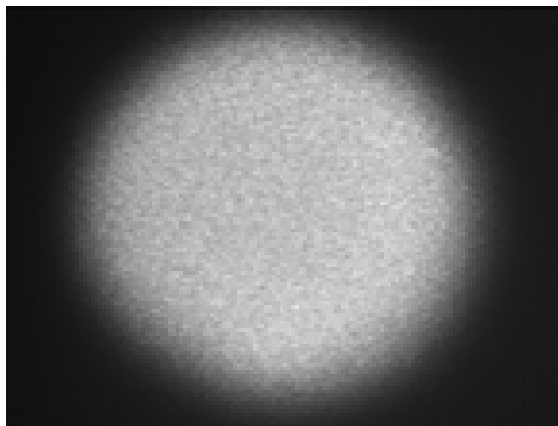


Abbildung 5.25: Bildpunkt ohne DOE

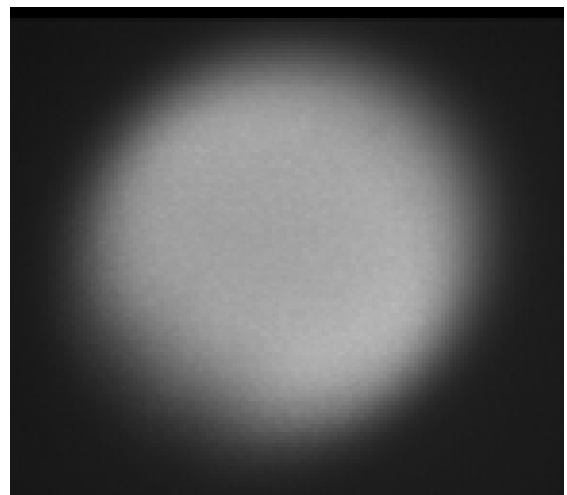


Abbildung 5.26: Bildpunkt mit DOE

Die Abbildungen 5.25 und 5.26 zeigen ohne und mit DOE aufgenommene Specklemuster eines Bildpunkts. Die dazugehörigen Intensitätsverteilungen sind in den Abbildungen 5.27 und 5.28 dargestellt. In den Abbildungen 5.29 und 5.30 ist das Specklemuster einer Bildzeile, die durch den Polygonscanner erzeugt wird, dargestellt, jeweils ohne und mit DOE. Die

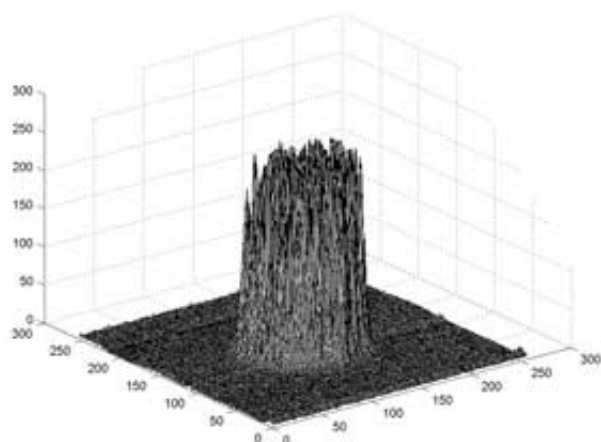


Abbildung 5.27: Intensitätsverteilung im Bildpunkt ohne DOE

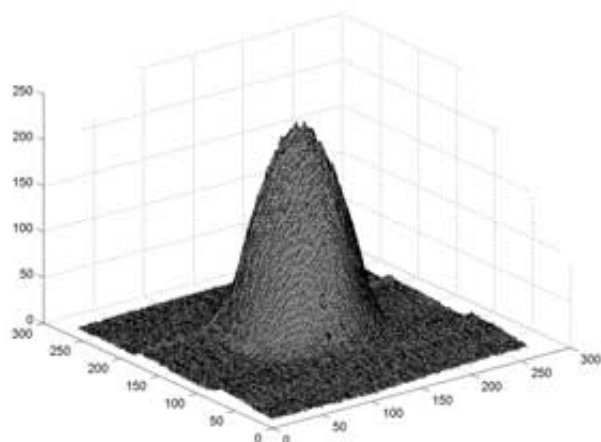


Abbildung 5.28: Intensitätsverteilung im Bildpunkt mit DOE

	Kontrastverbesserung für $\lambda=633$ nm	Kontrastverbesserung für $\lambda=514$ nm
3x3	38%	44%
5x5	41%	55%
9x9	45%	61%
19x19	76%	72%

Tabelle 5.3: Gemessene Kontrastverbesserungen

Abbildungen 5.31 und 5.32 zeigen die zugehörigen Intensitätsverteilungen. In den Abbildungen 5.33 und 5.34 sind zweidimensionale Schnitte durch die Zentren der Verteilungen dargestellt. Sie entsprechen jeweils einer Bildzeile. In allen Fällen ist die Verbesserung durch Einsatz der DOEs deutlich sichtbar.

In Tab. 5.3 sind die Ergebnisse der Kontrastmessungen dargestellt. In Übereinstimmung mit der Theorie steigt die Kontrastverbesserung mit der Anzahl der mit dem DOE erzeugten Teilstrahlen an. Die Messungen wurden für zwei Wellenlängen (514 nm und 633 nm) durchgeführt.

Im Experiment wurde das DOE mit 6-10 Umdrehungen/Sekunde bewegt. Es zeigte sich, daß für Geschwindigkeiten über 4 Umdrehungen/Sekunde keine weitere Senkung des Kontrastes eintrat.

5.2.4 Zusammenfassung

Es wurde ein Verfahren zur Speckle-Beseitigung im Fernfeld vorgestellt, das für den Einsatz in Laserprojektionssystemen entwickelt wurde. Hierfür wurden DOEs berechnet und

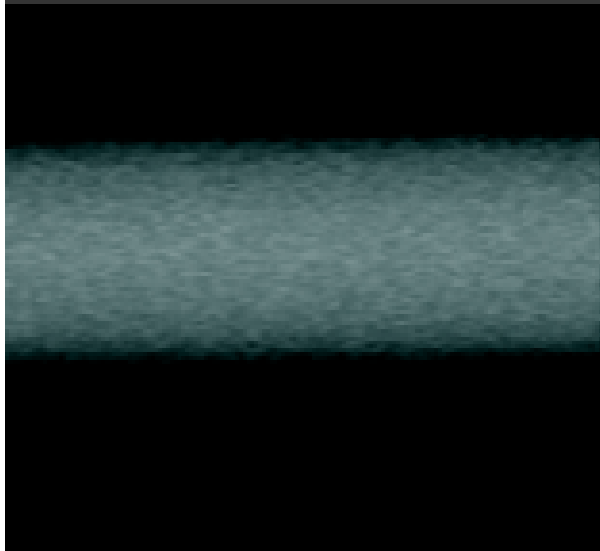


Abbildung 5.29: Bildausschnitt ohne DOE

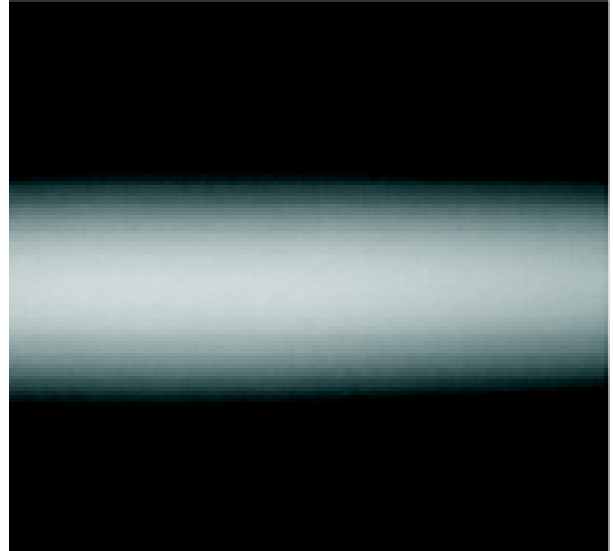


Abbildung 5.30: Bildausschnitt mit DOE

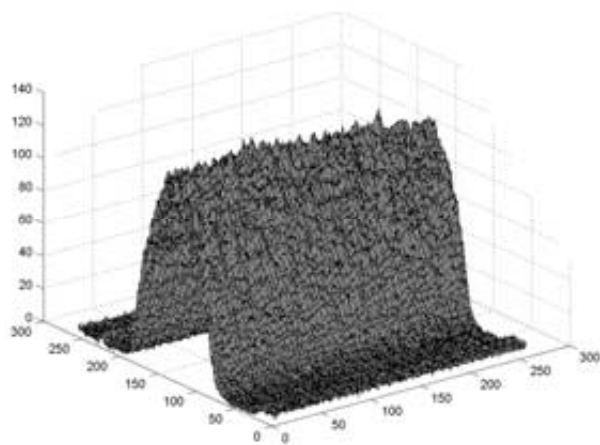


Abbildung 5.31: Intensitätsverteilung im Bildausschnitt ohne DOE

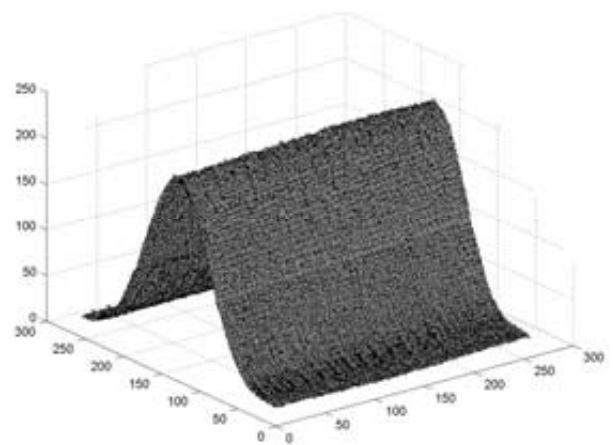


Abbildung 5.32: Intensitätsverteilung im Bildausschnitt mit DOE

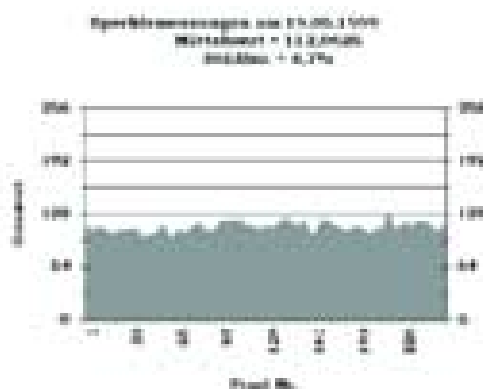


Abbildung 5.33: Intensitätsverteilung einer Zeile ohne DOE

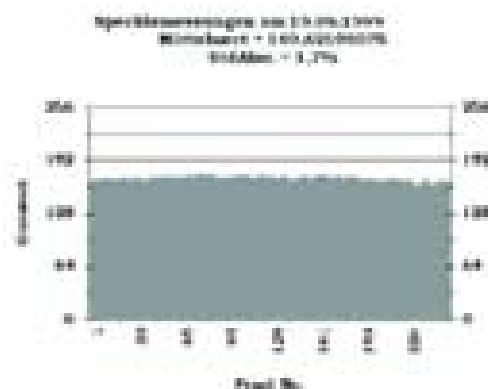


Abbildung 5.34: Intensitätsverteilung einer Zeile mit DOE

hergestellt, die große Beugungseffizienzen hatten und sehr geringe Streuung aufwiesen. Mit der einfachen und gut einsetzbaren Methode zur Specklebeseitigung konnten die Speckles auf ein Maß reduziert werden, das vom Beobachter nicht mehr wahrgenommen werden kann. Der große Vorteil gegenüber vielen anderen bekannten Verfahren ist, daß die Strahlqualität der Teilstrahlen nicht beeinträchtigt wird und nach erfolgter Kollimation (mittels einer Linse im Abstand der Brennweite nach dem DOE) der Strahl im weiteren Verlauf parallel bleibt. Der Bildschirm kann so in beliebiger Entfernung aufgestellt werden, ohne daß das Bild unscharf wird.

Die hier beschriebenen Arbeiten wurden vom Bundesministerium für Bildung, Forschung und Technologie im Projekt *Miniaturisiertes Laser-Display-System hoher Auflösung* (FKZ 16 SV 092/1) gefördert.

5.3 DOEs für Hochleistungsdiodenlaser

Hochleistungsdiodenlaser erhalten immer stärkeren Einzug in industrielle Anwendungen, insbesondere wegen ihrer Kompaktheit, der einfachen Kühlung, der sehr hohen Leistungseffizienz von über 50% und der sinkenden Anschaffungskosten. Um im Wettbewerb mit Gaslasern und gepumpten Festkörperlasern bestehen zu können, sind allerdings noch Verbesserungen der Strahlqualität notwendig.

Die Hochleistungsdiodenlaser, die hier untersucht wurden, hatten eine Wellenlänge von 808 nm und bestanden aus 20 in einer Reihe im Abstand von 500 μm (pitch) angeordneten Emittern. Die Höhe der Emitter war 1 μm , die Breite 150 μm . Aufgrund dieses großen Unterschiedes waren die entsprechenden Divergenzwinkel in der vertikalen Ebene (Fast-Axis) mit gemessenen 90° (Vollwinkel) deutlich größer als in der horizontalen Ebene (Slow-Axis), in der 14° gemessen wurden. Die gesamte optische Leistung der Dioden lag bei etwa 30 Watt.

Es wurden Messungen an Strahlquellen durchgeführt, um die Phasen- und Intensitätsverteilungen zu bestimmen. Sie werden in Abschn. 5.3.1 besprochen. Für die Erfordernisse einer speziellen Anwendung wurden DOEs zur Umordnung der Strahlen der einzelnen Emitter entworfen. Sie bewirken eine Angleichung der Strahlparameterprodukte für Fast-Axis und Slow-Axis und werden in Abschn. 5.3.2 beschrieben.

Um den Divergenzwinkel in der Slow-Axis zu reduzieren, wurden an der FSU Jena unter Verwendung von Photolithographie und Reflow-Technik Zylinderlinsenarrays hergestellt, worauf in Abschn. 5.3.3 kurz eingegangen wird. Zur Korrektur sphärisch geformter Zylinderlinsen, wie sie zur Kollimation verwendet werden, wurde ein auf Subwellenlängengittern basierendes Verfahren entwickelt, das in diesem Abschnitt ausführlich vorgestellt wird.

5.3.1 Vermessung der Strahlquellen

Es wurden Messungen durchgeführt, um die Strahlquellen insbesondere bezüglich Intensitäts- und Phasenverteilung zu charakterisieren. Messungen der Intensität wurden mit Hilfe einer hochauflösenden Schneiden-Methode durchgeführt, womit auch die Divergenzwinkel bestimmt werden konnten. Zur Charakterisierung der Phase wurde Lateral-Shearing Interferometrie und ein Shack-Hartmann Sensor eingesetzt. Letztere Methode erwies sich als praktikabler.

Intensitätsmessungen

Die Intensitätsmessungen an den Diodenlasern wurden mit einer hochauflösenden Knife-Edge Methode durchgeführt. Eine schematische Darstellung des Meßaufbaus ist in Abb. 5.35 gegeben. Die Positioniergenauigkeit des verwendeten x-y Tisches betrug 20 nm. Der Meßkopf bestand aus einer Photodiode mit einem direkt auf ihr befestigten Spalt von 10 μm

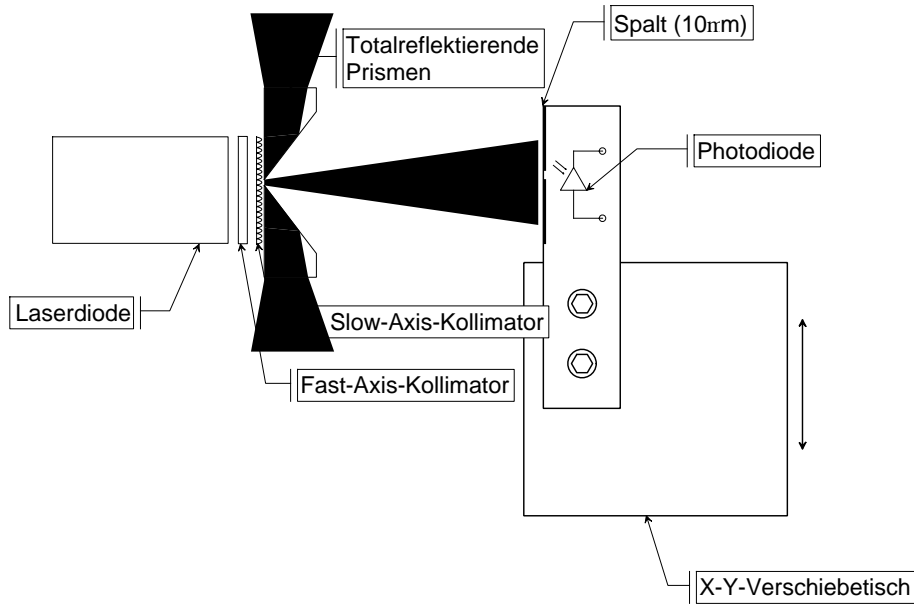


Abbildung 5.35: Aufbau zur Intensitätsmessung

Breite. Diese Breite beschränkte die erreichbare Auflösung bei den Messungen, denn die Photodiode maß die gesamte durch den Spalt fallende Intensität $I_D(x)$, bzw. das Integral

$$I_D(x) = I(x) \otimes s(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi) s(x - \xi) d\xi \quad (5.3)$$

wobei $I(x)$ die Intensitätsverteilung entlang der gemessenen Achse und $s(x)$ die Spaltfunktion ist. Die eigentliche Meßgröße war die über die Spaltbreite gemittelte Intensität. Die Auflösung der Messungen läßt sich verbessern, indem man Gleichung 5.3, die eine Faltung der Intensität und der Spaltfunktion beschreibt, entfaltet. Dazu wurde folgender Satz aus der Theorie der Fourier-Transformation benutzt:

$$\text{FT} \{f(x) \otimes g(x)\} = \text{FT} \{f(x)\} \cdot \text{FT} \{g(x)\} \quad (5.4)$$

Somit lässt sich also im Prinzip bei bekanntem $s(x)$ die Funktion $I(x)$ aus $I_D(x)$ bestimmen. Eine genauere Beschreibung der Messung ist bei Schulz [68] nachzulesen.

Mit dieser Anordnung wurde die Intensität senkrecht zur Strahlrichtung in Richtung der Fast-Axis und der Slow-Axis abgetastet. Die Messung wurde im Nahfeld einer Diode ohne Kollimation durchgeführt. Der Spalt befand sich dabei in einem Abstand von etwa 0.2 mm zur Facette. Typische Ergebnisse für die Messung in Fast- und Slow-Richtung sind in den Abbildungen 5.36 und 5.37 zu sehen.

- **Fast-Axis:** Die Asymmetrie der Kurve hat ihre Ursache in der Asymmetrie der Facette, deren Begrenzungen nach oben und unten unterschiedlich sind. Die Breite von ca. 400 μm ist auf die starke Divergenz von $\approx 90^\circ$ Vollwinkel zurück zu führen.

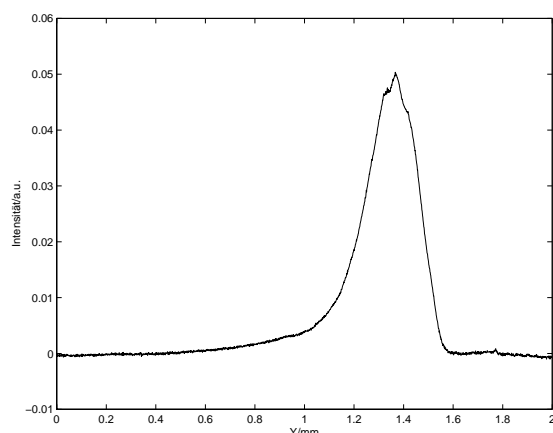


Abbildung 5.36: Intensitätsverteilung in der Fast-Axis (Nahfeld)

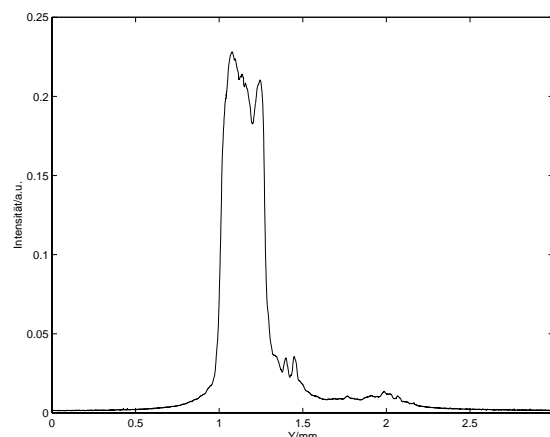


Abbildung 5.37: Intensitätsverteilung in der Slow-Axis (Nahfeld)

- **Slow-Axis:** Der zweite, kleinere Peak bei ca. 2 mm war das Ergebnis der unvollständigen Zerstörung benachbarter Emmitter. Bei anderen Messungen wurde das Licht anderer Emmitter mit totalreflektierenden Prismen zur Seite abgelenkt. Die Intensitätsverteilung ist fast ein „Flat Top“, d.h. über die Emmitterbreite konstant.

Weiterhin wurde mit dieser Methode die Divergenz der einzelnen Emmitter vermessen. Dazu wurde die volle $1/e^2$ -Breite b der Intensitätsverteilung bei zwei verschiedenen Abständen (21,0 cm und 24,8 cm) gemessen und über $\alpha = \frac{b_{24,8cm} - b_{21,0cm}}{24,8cm - 21,0cm}$ der Divergenzwinkel α in Richtung der Slow-Axis bestimmt. In den Abbildungen 5.38 und 5.39 sind Resultate der Messungen an einer Diode dargestellt, die in Fast- und Slow-Axis kollimiert war. Es ergab sich ein Mittelwert von 7.5° , was gegenüber der Diode ohne Slow-Axis Kollimator eine Verbesserung um einen Faktor 2 darstellt. Die Streuung bei den Messungen an verschiedenen Emittern betrug maximal nur 8%.

Wellenfrontmessungen

Eine entscheidende Größe, deren Kenntnis für das Design von DOEs erforderlich ist, ist die Wellenfront, bzw. die Phase der Strahlquelle. Die hier beschriebenen Phasenmessungen an den Hochleistungsdiodenlasern wurden nach erfolgter Fast- und Slow-Axis-Kollimation sowie an einer einzelnen Emmittergruppe durchgeführt. Die übrigen Emmitter wurden nach der in [68] beschriebenen Methode mit totalreflektierenden Prismen ausgeblendet.

Shack-Hartmann-Sensor Der Shack-Hartmann-Sensor (SHS) ist ein Meßgerät zur Bestimmung der Wellenfront einer Lichtwelle. Dazu unterteilt er die zu untersuchende Welle in Subaperturen, die so klein sind, daß die Krümmung der Wellenfront in einer Subapertur vernachlässigt werden kann. Jede Subapertur wird mit einer Linse auf einen CCD-Chip

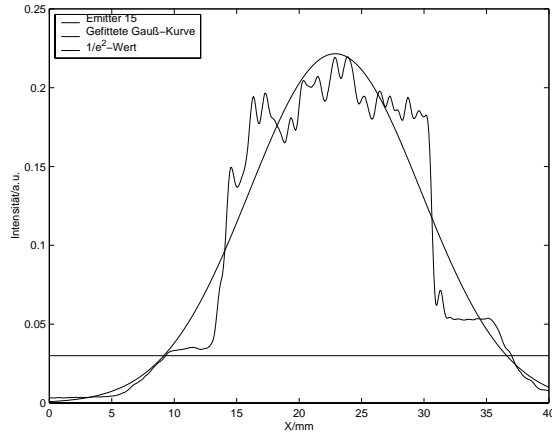


Abbildung 5.38: Vergleich Messung der Slow-Axis (Fernfeld) und Gauss-Fit

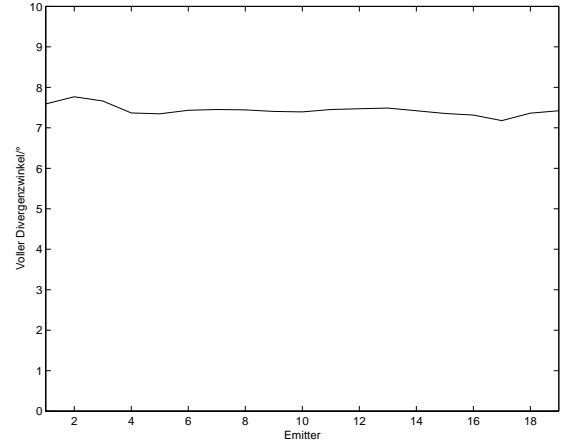


Abbildung 5.39: Divergenz der Emitter eines Barrens

abgebildet. Aus der Position des Fokus und der Brennweite der Linse (f) läßt sich dann die Ableitung der Wellenfront nach dem Ort bestimmen.

$$\left(\frac{\partial W}{\partial x}, \frac{\partial W}{\partial y}\right) = \frac{1}{f}(x_f, y_f) \quad (5.5)$$

Dabei sind x_f und y_f die x - bzw. y -Koordinaten des Fokus relativ zum Fokus bei nicht gekippter Wellenfront. Die Ableitung der Wellenfront wird mit einem zweidimensionalen Polynom wählbarer Ordnung gefittet und integriert, um daraus die Wellenfront zu erhalten.

Bei der Messung war zu beachten, daß die auf den Detektor fallende Intensität nicht zu stark sein durfte, da bei Übersteuerung mehrerer Pixel innerhalb einer Subapertur die Fokusslage nicht mehr eindeutig bestimmt werden kann. Bei zu starker Intensität kann es außerdem zu Streueffekten kommen, d.h. ein sehr stark überbelichteter Pixel streut Licht auf andere Pixel. Die Schwierigkeit liegt darin, die Abschwächung so durchzuführen, daß das Meßsignal nicht beeinflußt wird. Es wurde eine Anordnung aus zwei hochreflektierenden Spiegeln verwendet, wobei der transmittierte Anteil als Meßsignal diente (siehe [68]).

Es wurde eine Referenzphase bei einem Strom von 25 A aufgenommen (Abb. 5.41), die als Vergleichsmaßstab für die folgenden Messungen zur Überprüfung der Meßanordnung diente. Es konnte gezeigt werden, daß die durchgeführten Messungen reproduzierbare Meßergebnisse lieferten.

Bei der Referenzphase fällt der starke Unterschied in den Krümmungen der Fast- und der Slow-Axis auf. In der Fast-Richtung verschwand die Krümmung fast vollständig, ein Indiz für die gute Kollimation in dieser Richtung. Dies lag zum einen daran, daß das Strahlparameterprodukt M^2 (siehe Formel 5.6 und [69]) hier nahe bei 1 war und zum anderen daran, daß die Fast-Axis Kollimatoren aufgrund der Auslegung als Asphäre sehr gut kollimieren.

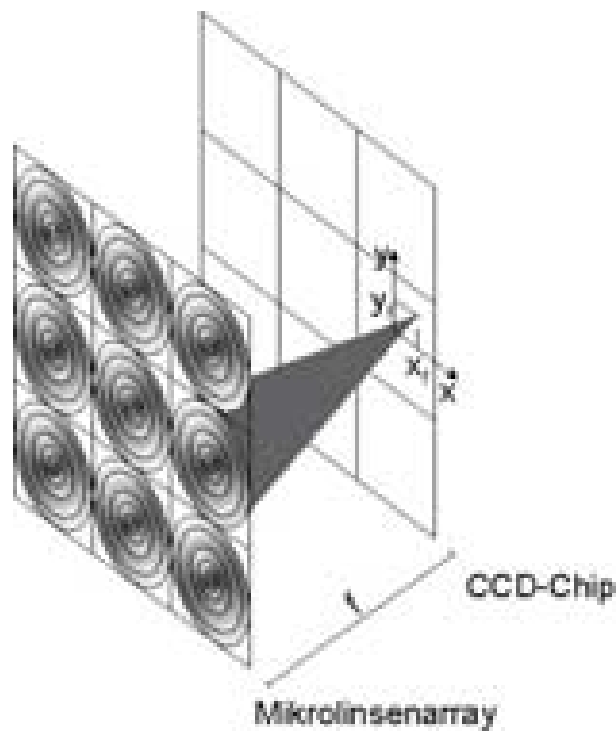


Abbildung 5.40: Funktionsprinzip des Shack-Hartmann-Sensors

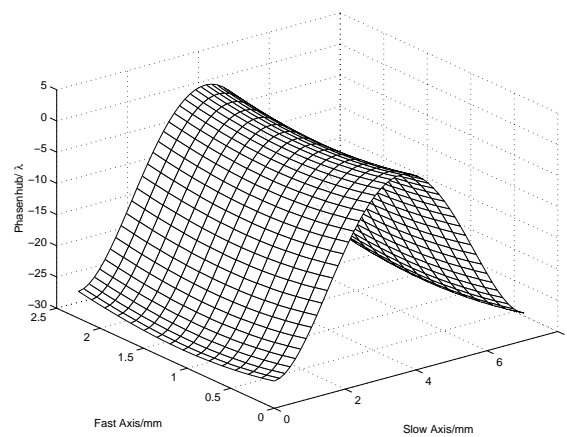


Abbildung 5.41: Phase eines Einzelemitters bei 25 A

Die Wellenfront der Diode wurde bei verschiedenen Strömen gemessen. Die Abbildungen 5.42 und 5.43 zeigen verschiedene Messungen im Vergleich mit der als Referenz betrachteten Wellenfront bei 25 A. Hierbei fiel auf, daß sich die Wellenfronten mit der Stromstärke nur sehr wenig änderten, die Abweichungen lagen in beiden Fällen deutlich unterhalb einer Wellenlänge. Dies bedeutet, daß dem Einsatz diffraktiver Elemente prinzipiell nichts im Weg steht.

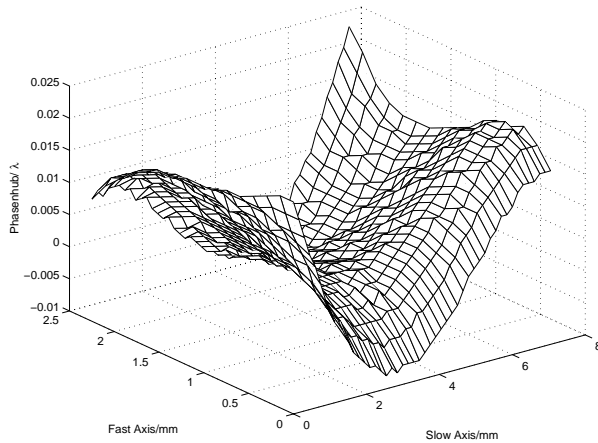


Abbildung 5.42: Differenz der Wellenfronten bei 25 A und bei 22 A

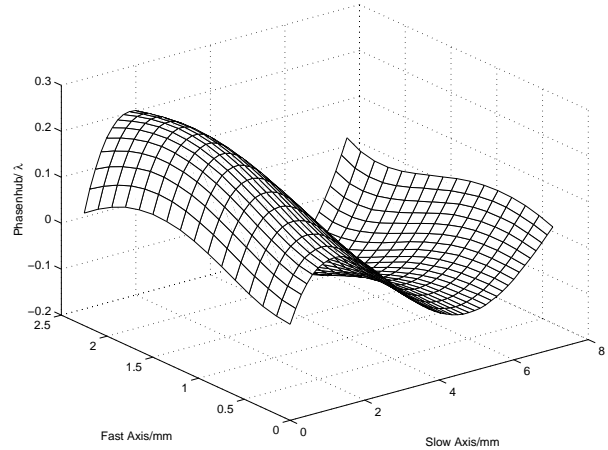


Abbildung 5.43: Differenz der Wellenfronten bei 25 A und bei 27,5 A

Alternativ zur Messung mit dem Shack-Hartmann Sensor wurden Messungen mit einem Lateral-Shearing Interferometer durchgeführt, die in [68] detailliert beschrieben sind. In der Praxis stellte der SHS sich als unkompliziertere und flexiblere Methode heraus.

5.3.2 Strahlumordner

Ziel war es, die Strahlung eines Hochleistungsdiodenlasers so zu formen, daß statt der üblichen Linie, die durch die nebeneinander liegenden Emittoren entsteht, ein homogen ausgeleuchtetes Feld rechteckiger oder quadratischer Form entsteht, so daß sich bei Fokussierung mit einer gewöhnlichen Linse ein möglichst kleiner, symmetrischer Brennfleck ergibt. Die Eignung zur Fokussierbarkeit läßt sich mit dem Strahlparameterprodukt M^2 beschreiben. Er ist definiert als Verhältnis des Strahlparameterproduktes eines Strahls zu dem eines Gauss-Strahls (TEM_{00}).

$$M^2 = \frac{\theta_D \cdot w_D}{\lambda/\pi} \quad (5.6)$$

Dabei ist θ_D der halbe Divergenzwinkel der Strahlung im Fernfeld, w_D die halbe Strahltaille und λ/π das Produkt dieser Größen (Strahlparameterprodukt) für einen Gauß-Strahl. Somit ist $M^2 = 1$ für einen Gauß-Strahl und größer für alle anderen Strahlen. Allgemein setzt sich M^2 aus den Strahlparametern für die beiden Richtungen senkrecht zum Strahl zusammen, $M^2 = M_x^2 \cdot M_y^2$. Für einen Diodenlaser wie er hier verwendet wird ist der Strahlparameter einer Emittengruppe typischerweise $M_x^2 = \frac{0,1 \text{ rad} \cdot 75 \mu\text{m}}{\lambda/\pi} \approx 30$ für die Slow-Axis und $M_y^2 = \frac{1 \text{ rad} \cdot 0,5 \mu\text{m}}{\lambda/\pi} \approx 2$ für die Fast-Axis. Betrachtet man den ganzen Barren an einer Stelle, wo sich die Strahlen aller Emittoren bereits überlappen, so bleibt $M_y^2 \approx 2$ erhalten, M_x^2 wird jedoch etwa $19 \cdot \frac{500 \mu\text{m}}{150 \mu\text{m}} \cdot M_x^2 \approx 2000$, weil sich die Anzahl der Emittoren auf 19 erhöht und der Füllfaktor (Verhältnis von Emittorenfläche zu Gesamtfläche) von 1 auf $150 \mu\text{m}/500 \mu\text{m}$

sinkt. Mit der Fast-Axis Kollimation ändert sich am Strahlparameter nichts, aber in der y -Achse wird θ_D zu Ungunsten von w_D verkleinert. Die Slow-Axis Kollimation verbessert jedoch M_x^2 , denn sie findet statt, bevor sich die Strahlen der Emittiergruppen überlappen. Nach der Slow-Axis Kollimation ist also $M_x^2 \approx 570$. Der Strahlparameter tritt z.B. in der Formel für die Brightness B auf ($B = \frac{I}{\Omega M^2}$), wo I die Intensität und Ω der Raumwinkel der Strahlung ist. Um den Strahl möglichst gut fokussieren zu können ist ein kleines M^2 nötig. Aus grundlegenden thermodynamischen Überlegungen folgt jedoch, daß die gesamte Brightness durch ein System, das der Strahlung keine Energie zuführt, nicht gesteigert werden kann [70]. Mit einem passiven optischen System kann also höchstens eine Umverteilung des Strahlparameters durchgeführt werden. Deshalb war der Ansatz dieser in Arbeit die Strahlung so umzuverteilen, daß sich die Strahlparameter für beide Richtungen annähern, d.h. daß M_x^2 auf Kosten von M_y^2 verkleinert wird.

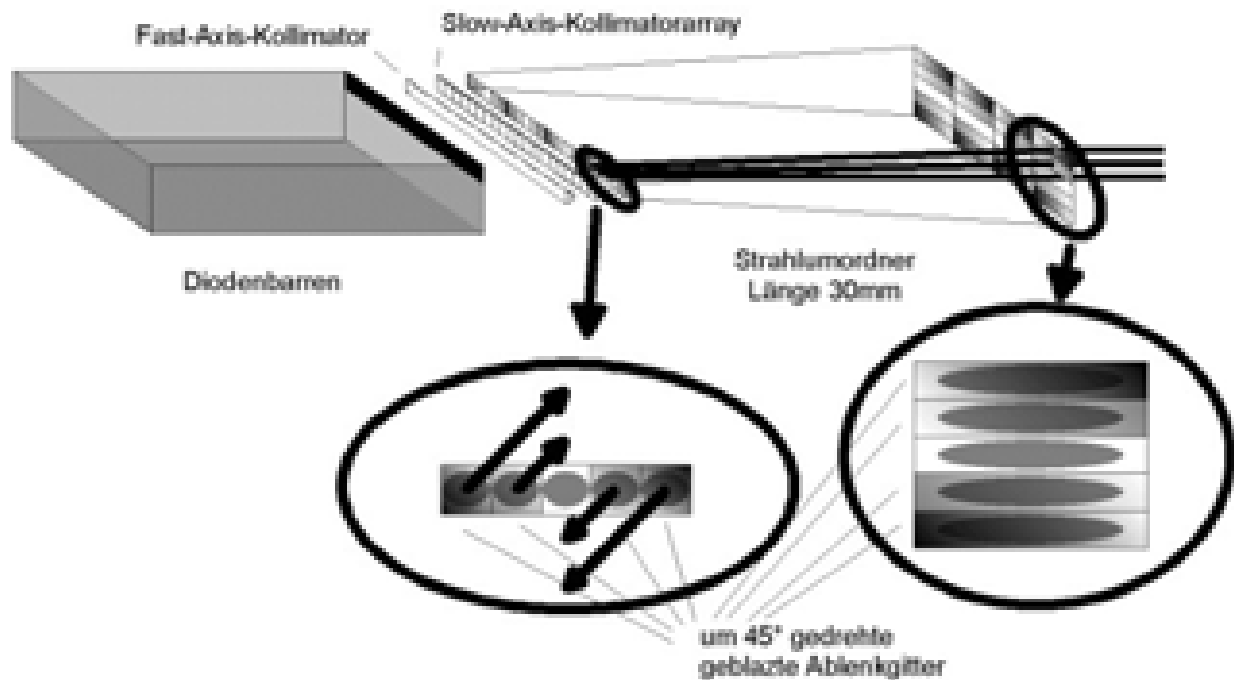


Abbildung 5.44: Prinzip des Strahlumordners

Die Strahlumordnung sollte durchgeführt werden, nachdem der Laserstrahl bereits in Fast- und Slow-Richtung kollimiert wurde. Dabei wird zuerst die Fast-Axis kollimiert. Dies geschieht mit einer Zylinderlinse mit der Brennweite 500 mm und einer Numerischen Apertur von 0.8. Weil die Strahlung der Fast-Axis fast beugungsbegrenzt ist, ist das Licht nach dem Durchgang durch die Linse sehr gut parallel. Für die Slow-Axis wird dahinter ein Zylinderlinsenarray benutzt, so daß jeder Emittier mit einer eigenen Linse in dieser Richtung kollimiert wird. Diese Linsen haben eine Brennweite von 2 mm.

Ein refraktives System aus Prismenarrays zur Strahlformung wurde vom Laserhersteller bereits angedacht. Dieses ordnet die Strahlung der einzelnen Emittier in Fünfergruppen

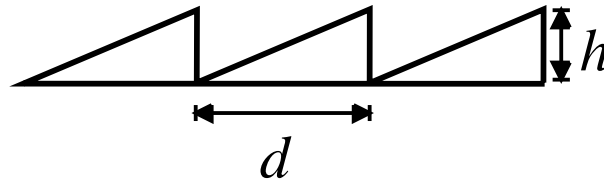


Abbildung 5.45: Blazegitter

übereinander, so daß nach dem Umordner eine 4×5 -Matrix von Strahlen entsteht. M_x^2 sinkt also auf ≈ 100 , M_y^2 steigt auf etwa 10. Die Nachteile dieser Prismen-Anordnung sind die sehr schwierige Justage von insgesamt vier Prismenarrays und die außerordentlich aufwendige und teure Herstellung der Prismenarrays mittels spanender Bearbeitung von Glas.

In dieser Arbeit wird ein Konzept für einen monolithischen Strahlformer mit Blaze-Gittern vorgeschlagen. Auf den beiden Endflächen eines Quarzglaskörpers von 30 mm Länge sind dazu gedrehte Blaze-Gitter angebracht, die die Strahlung der Emittoren ablenken. Die Emittoren werden zunächst in vier Fünfergruppen unterteilt, wobei jeweils der mittlere (dritte) Emittor das Element unbeeinflusst passiert. Alle anderen Emittoren werden so abgelenkt, daß sie beim Austritt aus dem Strahlformer genau über bzw. unter dem mittleren Emittor liegen; die äußeren Emittoren im Abstand von $1000 \mu\text{m}$, die inneren im Abstand von $500 \mu\text{m}$. Das erste Gitter bewirkt also eine Umordnung der Strahlen in eine Anordnung von 4×5 Strahlen an der hinteren Ebene des Quarzglaskörpers, in der sich das zweite Gitter befindet. Da die Strahlen aufgrund der erfolgten Umlenkung an der Rückseite des Quarzglaskörpers unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen haben, werden sie mit dem zweiten Gitter wieder nach vorne gelenkt. Das zweite Gitter macht somit die Winkel, die durch das erste Gitter erzeugt wurden, wieder rückgängig. Da es daher die gleichen Perioden aufweisen muß, sind insgesamt nur zwei verschiedene Gittertypen notwendig. Auf einer Strecke von 30 mm müssen die äußeren Emittoren um $\sqrt{2} \cdot 1000 \mu\text{m} \approx 1400 \mu\text{m}$ und die inneren Emittoren um $\sqrt{2} \cdot 500 \mu\text{m} \approx 700 \mu\text{m}$ abgelenkt werden. Die Gitter sind dabei um 45° gegen die x -Achse gedreht und haben eine Periode von $d_a = 12 \mu\text{m}$ bzw. $d_i = 24 \mu\text{m}$. Dabei ist berücksichtigt, daß auf einer Seite des Gitters Glas mit einem Brechungsindex von 1,45 ist, so daß die Beugungswinkel kleiner sind als in Luft. Die Perioden der Blaze-Gitter mußten aus Herstellungsgründen größer als $10 \mu\text{m}$ sein, weil sonst erfahrungsgemäß die Effizienz unter 80% sinkt. Aus dieser Bedingung ergab sich auch die Länge des Elements von 30 mm, weil die absolute Ablenkung der Strahlen gegeben war und nur der Ablenkwinkel variiert werden konnte.

In Abb. 5.45 ist ein Ausschnitt aus einem Blaze-Gitter dargestellt. Die Periode beträgt d , die geometrische Höhe h entspricht einem Phasenhub von 2π . Solche Gitter haben den Vorteil im Idealfall (d.h. bei perfekter Herstellung) nur eine Beugungsordnung zu besitzen. Die Richtung, in die das Licht durch die schrägen Flächen gebrochen würde, ist die gleiche, wie die Richtung der 1. Beugungsordnung des Gitters, in dem die Prismen angeordnet sind. Mathematisch läßt sich dies durch Fourier-Transformation der Transmissionsfunktion

$$\begin{aligned}
T(x) &= T_{Prisma}(x) \otimes T_{Gitter}(x) \\
&= [e^{2\pi i \frac{x}{d} J} \cdot \text{rect}(\frac{x}{d})] \otimes [\text{comb}(\frac{x}{d}) \cdot \text{rect}(\frac{x}{B})]
\end{aligned} \tag{5.7}$$

erklären, wobei x die Ortskoordinate, d die Periode des Gitters und B dessen gesamte Breite ist, während $J = \frac{(n_b-1)\lambda_d}{(n_d-1)\lambda_b}$ den Einfluß der Wellenlängenänderung beschreibt. λ_d und λ_b sind die Design- und Beleuchtungswellenlänge, n_d und n_b sind die dazugehörigen Brechungsindizes. Für die Fourier-Transformierte, d.h. für das Bild im Fernfeld, ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\tilde{T}(f) &= \tilde{T}_{Prisma}(f) \cdot \tilde{T}_{Gitter}(f) \\
&= \text{sinc}(fd - J) \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{sinc}[(fd - m)\frac{B}{d}]
\end{aligned} \tag{5.8}$$

Es gilt dabei $f = \frac{x'}{\lambda_b z}$. Für $\lambda_b = \lambda_d$, d.h. $J = 1$, liegt das 1. Maximum ($m = 1$) bei

$$x'_d = \frac{\lambda_d z}{d} \tag{5.9}$$

und hat die Höhe $\text{sinc}(0) = 1$. Die Nebenmaxima verschwinden, weil für $fd = m$, $m \in \mathbb{N} \setminus \{1\}$ $\text{sinc}(m - 1) = 0$ wird.

Weicht die Designwellenlänge von der Beleuchtungswellenlänge ab, so kommt es vor allem zu den folgenden Effekten:

1. Die Lage des 1. Beugungsmaximums des Gitters ändert sich gemäß Gleichung 5.9 und liegt nun bei $x'_b = x'_d \cdot \frac{\lambda_b}{\lambda_d}$
2. Das 1. Beugungsmaximum verliert an Intensität $I_b = I_d \cdot \text{sinc}(1 - J)$
3. Es tauchen Nebenmaxima auf, weil die Nullstellen von $\tilde{T}_{Prisma}(f)$ nicht mehr mit den Maxima von $\tilde{T}_{Gitter}(f)$ zusammenfallen.

Es ist wichtig diese Effekte zu berücksichtigen, weil die Wellenlänge der verwendeten Laserdioden nur auf $\pm 5\text{nm}$ genau spezifiziert ist und sie sich außerdem mit dem Betriebsstrom und der Temperatur ändert. Die Änderungen sind jedoch klein, so gilt z.B. $J = \frac{\lambda_d}{\lambda_b} = \frac{808\text{nm}}{803\text{nm}} \approx 1 + 6 \cdot 10^{-3}$. Für die Lageänderung des 1. Beugungsmaximums gilt $x'_d - x'_b = x'_d(1 - 1/J) \approx 8 \mu\text{m}$. Die Intensität des Hauptmaximums verändert sich sogar nur um einen Faktor $I_b/I_d = \text{sinc}(1 - J) \approx 1 - \frac{0.006^2}{6} = 1 - 6 \cdot 10^{-6}$. Die Änderungen sind also in erster Näherung vernachlässigbar.

Berechnung

Wegen der großen Abmessungen der Blaze-Gitter und der kleinen Entfernung der beiden Flächen ist die Bedingung für Fraunhofer-Beugung nicht mehr erfüllt. Die Fresnel-Zahl $F = \frac{\pi(x'^2 + y'^2)_{max}}{z\lambda}$ hat einen Wert von $F \approx 30$ und es muß daher eine Propagationmethode für das Nahfeld angewendet werden, wie z.B. die *Angular Spectrum Method (ASM)*. Sie folgt aus einem Fourier-Ansatz zur Lösung der Helmholtz-Gleichung $\Delta A + k^2 A = 0$ und liefert die gleichen Lösungen wie die erste Rayleigh-Sommerfeld-Formel [28]. Die Voraussetzungen sind ebenfalls die gleichen, d.h. die Bedingungen für skalare Beugung müssen erfüllt sein und der Beobachtungsabstand muß deutlich größer als die Wellenlänge sein. Dann gilt für das Feld in einer Entfernung z von der DOE-Ebene:

$$A(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(f_x, f_y, 0) e^{\frac{2\pi i}{\lambda} \sqrt{1 - [\lambda f_x]^2 - [\lambda f_y]^2} z} e^{2\pi i (f_x x + f_y y)} \text{circ} \left([\lambda f_x]^2 + [\lambda f_y]^2 \right) df_x df_y \quad (5.10)$$

mit

$$\tilde{A}(f_x, f_y, 0) = FT \{A(x', y', 0)\}$$

$$\begin{aligned} \text{circ}(r) &= 1, \text{ für } r \leq 1 \\ \text{circ}(r) &= 0, \text{ sonst} \end{aligned}$$

Diese Formel läßt sich anschaulich so erklären: Die Fourier-Transformierte stellt die Zerlegung des Eingangsfeldes nach ebenen Wellen dar. Jede Raumfrequenz entspricht dabei einer Ausbreitungsrichtung. Der Faktor $\exp(\frac{2\pi i}{\lambda} \sqrt{1 - [\lambda f_x]^2 - [\lambda f_y]^2} z)$ beschreibt die Phasenänderung jeder ebenen Welle bei der Ausbreitung über die Strecke z . Die Fourier-Rücktransformation setzt nun wieder das Ausgangsfeld in der Bildebene aus den einzelnen ebenen Wellen zusammen. Die circ-Funktion dient dazu die bei der Beugung auftretenden evaneszenten Ordnungen zu beseitigen. Diese breiten sich nur in der DOE-Ebene aus und transportieren keine Energie von ihr weg. Außerdem treten evaneszente Ordnungen nur dann auf, wenn die Bedingungen für die Anwendung der skalaren Beugungstheorie verletzt sind (z.B. bei Strukturen die kleiner als die Wellenlänge sind), weshalb sie ohnehin keine Rolle spielen dürfen.

Bei der numerischen Berechnung von Feldern mittels der ASM tritt das Problem auf, daß die untersuchte Funktion nicht periodisch fortgesetzt ist, welches aber eine Voraussetzung für die Verwendung der diskreten Fourier-Transformation ist. Wie in [68] ausführlicher beschrieben ist, wurde dieses Problem folgendermaßen gelöst. Bei der Simulation eines Blaze-Gitters, das eine Breite von 500 μm hat, wurde aus diesem Grund ein Rand hinzugefügt und ein Feld der Breite 18 mm untersucht. Erst bei einer solchen Breite treten bis zu der untersuchten Entfernung von 30 mm keine Aliasing-Effekte mehr auf. Die Abbildungen 5.46 bis 5.48 zeigen die mit ASM simulierte Propagation der Strahlung.

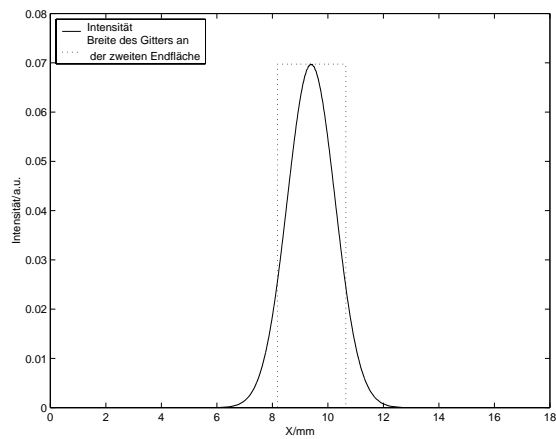


Abbildung 5.46: Antwort eines perfekten Gitters

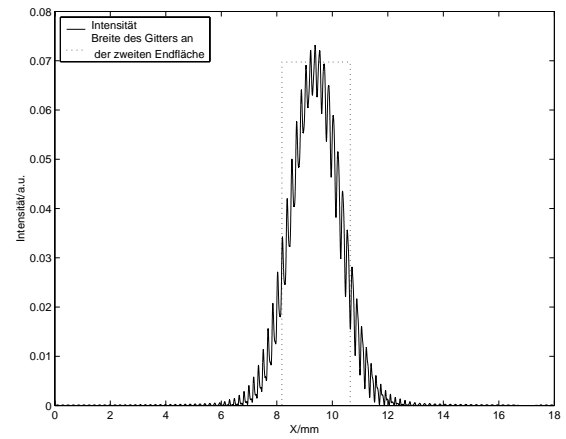


Abbildung 5.47: Antwort eines Gitters mit geringfügig falscher Steigung

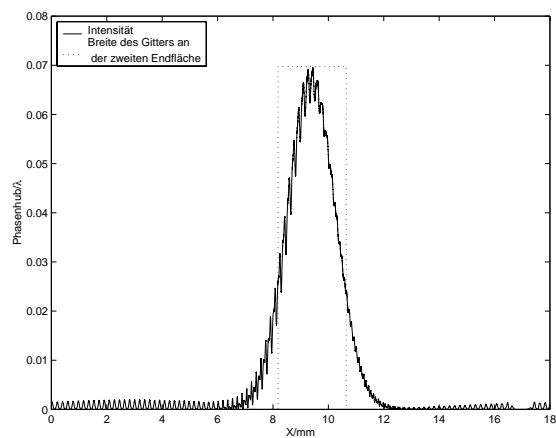


Abbildung 5.48: Antwort eines Gitters mit Fehlern an den Kanten

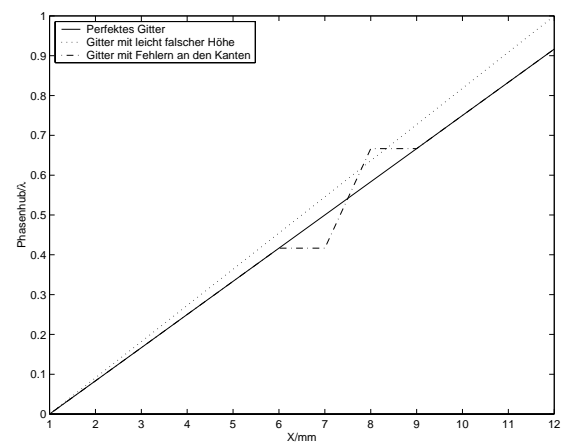


Abbildung 5.49: Effekte verschiedener Gitterfehler

Die Effizienz, d.h. das Verhältnis von Intensität am ersten Gitter zu Intensität am zweiten Gitter, betrug für das in Abb. 5.46 dargestellte Gitter 85%, in Abb. 5.47 83% und in Abb. 5.48 81%. Diese Werte berücksichtigen noch nicht die Verluste, die durch Reflexion an den Grenzflächen zwischen Glas und Luft auftreten. Laut Fresnel-Formeln betragen diese Verluste etwa weitere 4%. Sie lassen sich jedoch durch Aufbringen einer Antireflexions-schicht für die Designwellenlänge minimieren. Der Einfluß von Herstellungsfehlern ist somit nicht allzu groß, der Großteil der Intensität geht allein aufgrund von Beugung verloren.

Herstellung

Die Herstellung der geblazten Gitter erfolgte durch Elektronenstrahl-Direktschreiben in Photolack mit variabler Dosis. Die folgenden Abbildungen zeigen Elemente, die mit diesem Verfahren am *Institut für Angewandte Physik der Friedrich-Schiller-Universität Jena* realisiert wurden. Der verwendete Photolack hatte eine ausreichend hohe Stabilität, um den großen Intensitäten der eingesetzten Diodenlaser standzuhalten. Ein Proportionaltransfer in Quarzglas war zur Durchführung der Experimente daher nicht erforderlich. Die Belichtungsdosis wurde beim Schreiben in 16 Stufen variiert. Die Vermessung der hergestellten Blaze-Gitter lieferte für die Beugungseffizienzen Werte von knapp 75%. Eine Vermessung des gesamten Systems konnte aus Zeitgründen nicht mehr durchgeführt werden.

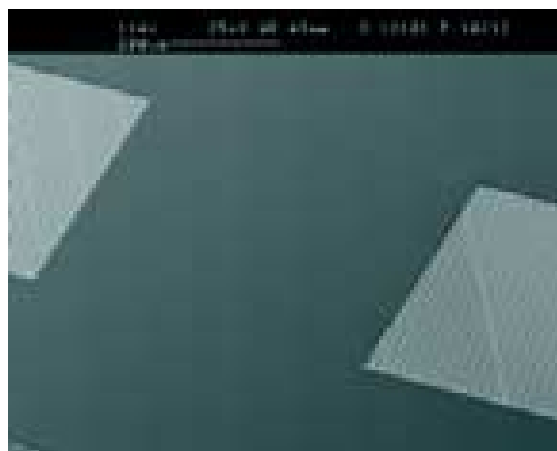


Abbildung 5.50: REM-Aufnahme eines hergestellten Blaze-Gitters vom Typ 1

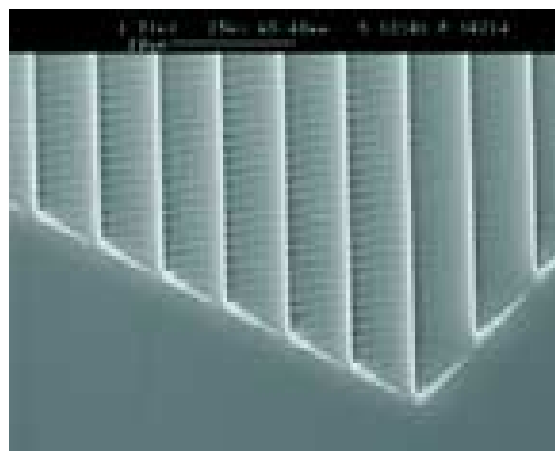


Abbildung 5.51: Vergrößerter Ausschnitt der Abbildung links

5.3.3 Korrektur von Kollimationslinsen für Hochleistungsdiodenlaser

Fertigungstechnisch bedingt haben Linsen in der Regel eine sphärische Form. Die kostengünstige Herstellung asphärischer Optiken ist nur möglich, wenn Spritzgußverfahren eingesetzt werden können, wie dies z.B. bei Kunststoffen der Fall ist. Für hohe Intensitäten



Abbildung 5.52: REM-Aufnahme eines hergestellten Blaze-Gitters vom Typ 2

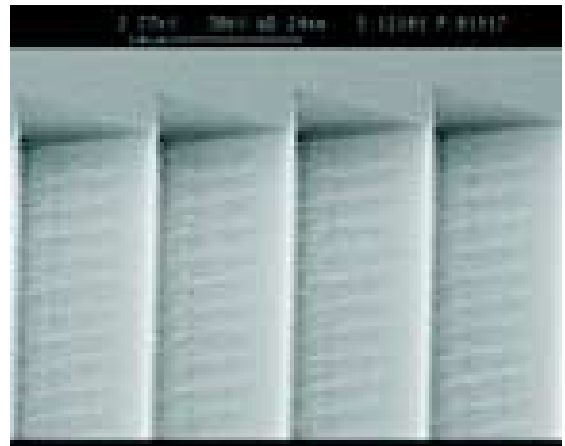


Abbildung 5.53: Vergrößerter Ausschnitt der linken Abbildung

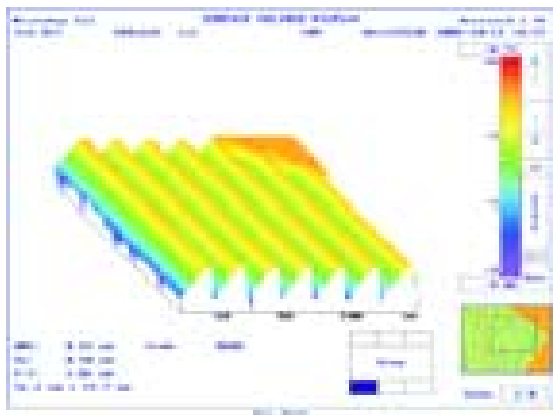


Abbildung 5.54: Interferenzoptische Aufnahme eines Gitters vom Typ 1

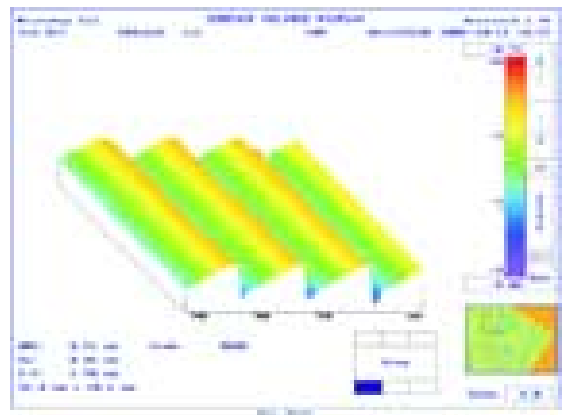


Abbildung 5.55: Interferenzoptische Aufnahme eines Gitters vom Typ 2

und höchste Transmissionen sind jedoch Glasoptiken, in der Regel aus Quarz, unabdingbar. Insbesondere bei Linsen höherer Numerischer Apertur machen sich die Abweichungen der sphärischen Form von der optimalen Form deutlich in der Funktion bemerkbar.

Die hier dargestellten Simulationen stehen im Zusammenhang mit der Herstellung von Zylinderlinsenarrays, die am *Institut für Angewandte Physik der FSU Jena* im Rahmen des gemeinsamen Projekts *Diffraktive (Kombinations)-Optiken für Hochleistungsdiodenlaser* durchgeführt wurde. Dazu kam das Reflow-Verfahren [71] mit anschließendem Proportionaltransfer mittels Reaktiven Ionenstrahlätzens in Quarzglas zum Einsatz. Abb. 5.56 zeigt ein hergestelltes Element. Aufgrund der Ausbildung von Minimalflächen im Reflow-Prozeß haben die hergestellten Zylinderlinsen eine sphärische Form. Zur Verbesserung der Kollimationseigenschaften wurde nach Wegen gesucht, diese Linsen durch Aufbringen von Korrekturprofilen zu verbessern.

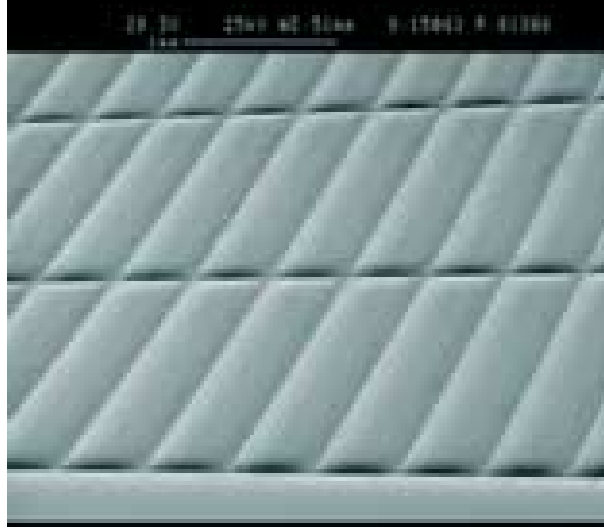


Abbildung 5.56: Im Reflow-Verfahren hergestelltes Zylinderlinsenarray

Theoretischer Ansatz

Zur Korrektur der Zylinderlinsen wurde ein neuer Ansatz untersucht, der auf DOEs, in diesem Fall Liniengittern mit Perioden deutlich unterhalb der verwendeten Wellenlänge, basiert.

Im Falle, daß die Gitterperiode d kleiner ist als die Wellenlänge des zur Beleuchtung verwendeten Lichts, kann man ein Zero-Order-Gitter näherungsweise durch eine dielektrische Schicht mit einem effektiven Brechungsindex ersetzen [79]. Dies gilt umso besser je kleiner die Periode ist. Der effektive Brechungsindex für TE-Polarisation n_e ergibt sich näherungsweise zu

$$n_e = \sqrt{(1-t)n_2^2 + n_1^2} \quad (5.11)$$

und für TM-Polarisation ergibt sich n_m zu

$$n_m = \sqrt{\frac{n_1^2 n_2^2}{(1-t)n_2^2 + t n_1^2}} \quad (5.12)$$

Dabei ist t das Tastverhältnis (Stegbreite/Periode), n_1 und n_2 sind die Brechungsindizes von Substrat und Superstrat (z.B. Quarzglas und Luft). Da der Brechungsindex durch die Form des Gitters bestimmt ist, wird das Auftreten eines Brechungsindexunterschiedes auch als *Formdoppelbrechung* [57] bezeichnet. Da die Formdoppelbrechung von der Lage des Polarisationsvektors zur Orientierung der Gitterstege abhängt, kommen, sofern man Doppelbrechung vermeiden will, nur Anwendungen mit linear polarisiertem Licht in Betracht, welches entweder genau senkrecht oder genau parallel zu den Gitterstegen einfällt. Dies muß an jedem Ort gelten, so daß die Gitter stets gleich orientiert sein müssen, d.h.

lineare Gitter sein müssen. Da es durch lineare Gitter möglich ist, translationssymmetrische Phasenprofile zu erzeugen, können diese nun für refraktive Strukturen eingesetzt werden, die zur Korrektur ebenfalls translationssymmetrische Phasenprofile erfordern, wie z.B. Zylinderlinsen.

Design

Die hier untersuchte Anwendung ist die Kollimation der Slow-Axis (SA) von Hochleistungsdiodenlasern. Die dazu verwendeten plankonvexen Zylinderlinsen werden in der Regel als sphärische Elemente hergestellt. Die Abb. 5.57 zeigt den Aufbau, der den Berechnungen zugrunde liegt. Die Polarisationsrichtung des Lichts ist bei dieser Anordnung senkrecht

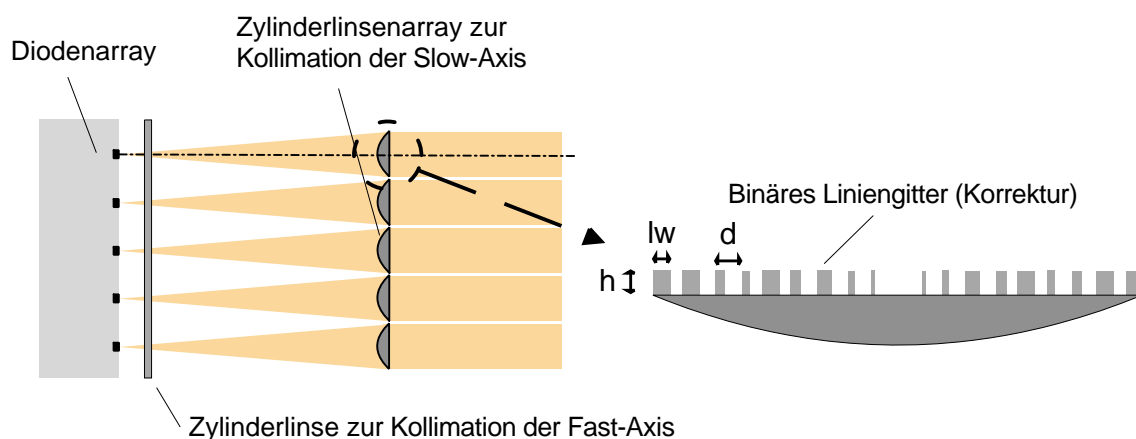


Abbildung 5.57: Korrektur von Zylinderlinsen durch binäre Gitter

zur Krümmungsrichtung der SA-Kollimatorlinsen, deren gekrümmte Seite den Emittern zugewandt ist. Die im folgenden beschriebenen Berechnungen wurden für einen Emittor und eine Linse durchgeführt. Mit selbst entwickelten Programmen, sowie auch mit Hilfe der kommerziellen Optik-Design Software *ZEMAX* (Ver. 10) wurde eine Berechnung der optischen Weglängenunterschiede, bzw. der Phase an der planen Rückseite der Zylinderlinsen durchgeführt. Dies ist der Ort, an dem später mikrolithographisch Liniengitter zur Korrektur aufgebracht werden sollen. Diese Berechnung wurde einmal für eine rein sphärische Zylinderlinse durchgeführt, sowie ein weiteres Mal für eine Zylinderlinse mit asphärischem Profil. Bei letzterer wurden der konische Faktor und die asphärischen Terme (bis zur 8. Ordnung) zur Optimierung freigegeben, so daß eine nahezu perfekte Linsenform ermittelt werden konnte. Die Optimierung wurde auf für bestmögliche Kollimation, also auf Erzeugung eines parallelen Strahls nach der Linse, durchgeführt.

Für die Berechnungen wurden folgende Werte angenommen: Linsenbreite: $500\ \mu\text{m}$, Material: Quarzglas ($n=1.4532$). Der Krümmungsradius der sphärischen Linse war $1730\ \mu\text{m}$, die Wellenlänge $808\ \text{nm}$. Für beide Fälle wurden die optischen Weglängenunterschiede an der Planseite der Linse berechnet und voneinander abgezogen. Die Differenz ist in

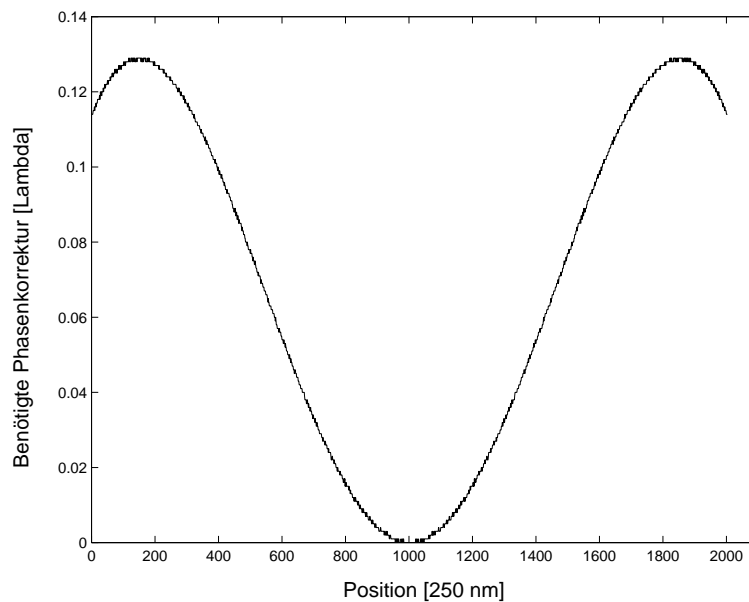


Abbildung 5.58: Berechnetes Korrekturprofil

Abb. 5.58 dargestellt. Bei Einsatz einer sphärischen Linse kann also optimale Kollimation erreicht werden, wenn die Phase an der betrachteten Stelle gerade um diese Differenz korrigiert werden kann. Die Erzeugung eines entsprechenden (refraktiven) Profils ist prinzipiell möglich, allerdings ist der Aufwand zur Herstellung solcher Freiformflächen erheblich. Aus diesem Grund wird hier eine andere Vorgehensweise vorgeschlagen. Statt für die unterschiedliche Phasenverzögerung, wie sonst üblich, die Materialdicke zu ändern, wird durch lokale Variation des Tastverhältnisses (Gitterstegbreite/Periode) der künstliche Brechungsindex variiert. Durch die konstant bleibende Höhe sind die resultierenden binären Profile mit Standardtechniken der Lithographie herstellbar, wofür allerdings hochauflösende Elektronenstrahlstrukturierung notwendig ist, um die feinen Gitterstrukturen darstellen zu können.

Der entscheidende Parameter ist die Gitterstegbreite, bzw. das Tastverhältnis. Die Gitterperiode hat keinen Einfluß auf den künstlichen Brechungsindex, allerdings wird an sie die Forderung gestellt, daß sie deutlich kleiner als die Belichtungswellenlänge sein muß, damit die Theorie der Formdoppelbrechung Gültigkeit hat. Für die folgenden Berechnungen wurde eine Periode von 400 nm angenommen. Sie ist genügend klein für die gemachten Näherungen und ist mit Elektronenstrahlolithographie noch gut herstellbar. Als mögliche Stegbreiten wurden 0, 100, 120, 140 ... 400 nm gewählt. Stege unterhalb von ca. 100 nm sind sehr schwer herstellbar. Die Abstimmung der Parameter auf für die Herstellung günstige Werte erfolgte mit dem *Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH*. Zu den kritischen Parametern gehört insbesondere auch die Gitterhöhe. Bei der gewählten Periode von 400 nm und der gewählten minimalen Stegbreite von 100 nm liegt eine maximale Höhe von 1000 nm etwa an der Machbarkeitsgrenze für die Herstellung. Während

die Herstellbarkeit eine obere Grenze für die Höhe setzt, wird die untere Grenze durch die maximal benötigte Modulationstiefe festgelegt, die hier, wie in Abb. 5.58 zu sehen ist, etwa 0.13 Wellenlängen beträgt. Die in diesem Fall optimale Gittertiefe wurde rechnerisch ermittelt, wobei die gemittelte Differenz des vom Gitter erzeugten Phasenprofils und des gewünschten Profils als Maß gewählt wurde. In Abb. 5.59 ist diese Differenz über der Gitterhöhe aufgetragen. Der starke Anstieg unter ca. 200 nm ist dadurch begründet, daß die Modulationstiefe dort nicht mehr ausreicht, um das Profil in voller Höhe darzustellen. Es wurde ein Optimum bei einer Gitterhöhe von 295 nm gefunden, bei der die gemittelte Abweichung vom gewünschten Profil nur etwa 2×10^{-4} Wellenlängen betrug.

Mit dieser Gitterhöhe wurde ein optimales Design für das Gitter errechnet, um die benötigte Phase möglichst gut darzustellen. Einschränkungen die sich durch die Herstellung ergeben, wie die Quantisierung der Stegbreiten in Schritten von 20 nm, sowie insbesondere auch die minimale herstellbare Stegbreite, führen zu dem in Abb. 5.60 dargestellten gestuften Profil. Im unteren Bereich ist das Sampling gering, was im Fehlen von Stegbreiten im Bereich zwischen null und 100 nm, bzw. Tastverhältnissen von null bis 0.25 begründet ist. Dies wird in Abb. 5.61 deutlich, in der die Tastverhältnisse des Gitters dargestellt sind. Die Differenz der vom Gitter erzeugten Phase und der gewünschten Phase ist in 5.62 dargestellt.

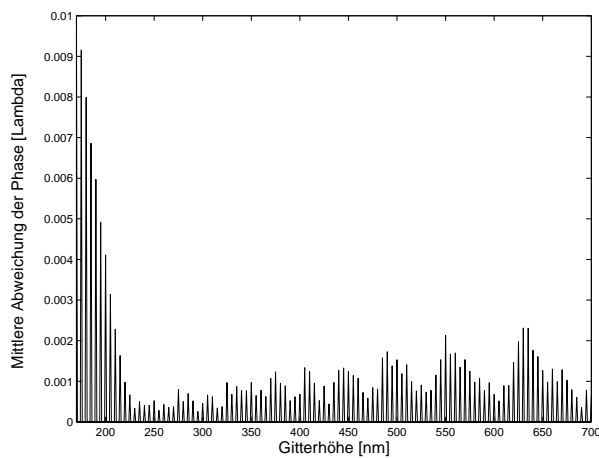


Abbildung 5.59: Berechnung der optimalen Gittertiefe

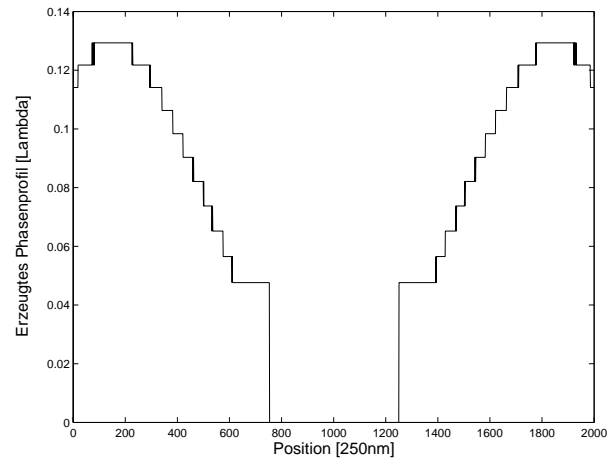


Abbildung 5.60: Vom Korrekturgitter erzeugte Phase

Im Vergleich zu der unkorrigierten sphärischen Linse ist der mittlere Phasenfehler um einen Faktor von über 300 reduziert, was eine enorme Verbesserung der optischen Leistung bedeutet. Das zu erzeugende Phasenprofil aus 5.58 wird also unter Berücksichtigung der herstellungsbedingten Einschränkungen durch das in Abb. 5.60 dargestellte erzeugte Profil sehr gut approximiert.

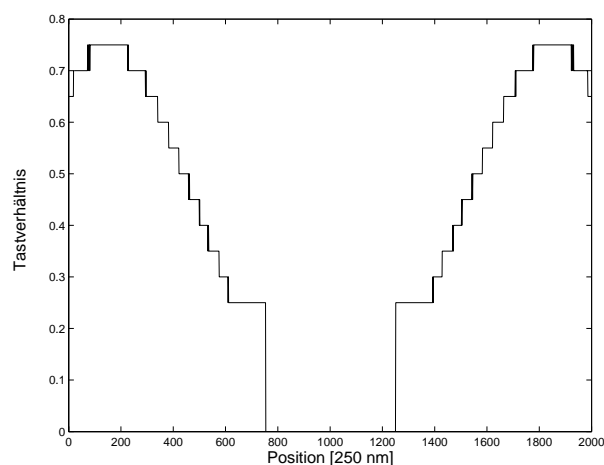


Abbildung 5.61: Tastverhältnisse des Korrekturgitters

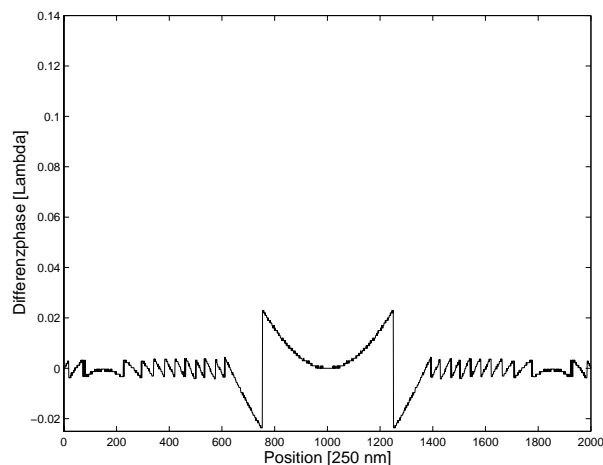


Abbildung 5.62: Differenz von erzeugter und gewünschter Phase

Zusammenfassung

Es wurde ein gangbarer Weg aufgezeigt, mit Hilfe von Sub-Lambda Gittern Korrekturen an refraktiven Zylinderlinsen durchzuführen. Die gemachten Annahmen sind praxisnah, bzw. erfüllbar. Da sich die Herstellung solcher Strukturen an der Grenze des heutzutage Machbaren bewegt, ist eine sehr enge Abstimmung von Design und Herstellung notwendig. Es wurde versucht diesen schmalen Grat aufzuzeigen. In der vorliegenden Anwendung war die Korrektur sehr gut durchführbar, da es sich um relativ dünne Linsen mit kleiner Numerischer Apertur handelt, bei denen die Abweichung von der sphärischen Form nicht zu stark war. Durch das Einbringen binärer Gitter konnte eine deutliche Korrektur der refraktiven Optik erreicht werden. Ob es wirtschaftliche Überlegungen erlauben, asphärische Korrekturen auf diese Weise einzuführen, muß im Einzelfall geprüft werden.

Eine Alternative zu der hier beschriebenen Korrektur mit Hilfe binärer Gitter wäre die Herstellung von kontinuierlichen Reliefs mittels direkter Elektronenstrahl- oder Laserlithographie. Diese Vorgehensweise ist jedoch vergleichsweise aufwendig (siehe Abschn. 2.2), während die Herstellung binärer Gitter gut beherrscht wird.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Arbeiten wurden vom Bundesministerium für Bildung, Forschung und Technologie im Projekt *Diffraktive (Kombinations-)Optiken für Hochleistungsdiodenlaser* (FKZ 13 N 7475/8) im Verbundprojekt *Mikrooptiken und mikrooptische Komponenten für Hochleistungsdiodenlaser* gefördert.

5.4 DOEs als Justierhilfen

5.4.1 Fadenkreuz

Für eine Anwendung zur Vermessung von Räumen für die Bauindustrie wurde ein DOE benötigt, das zwei, senkrecht zueinander stehende, möglichst durchgehende Linien (Fadenkreuz) erzeugt. Die Schwierigkeit dabei lag im großen Öffnungswinkel von 60° , bzw. 90° . Wegen dieses Winkels erschien als einzig gangbarer Weg ein Gitteransatz. Dabei wurden die Beugungsordnungen, deren Ausfallswinkel größer als der geforderte Öffnungswinkel ist, möglichst zu null optimiert. Alle anderen Ordnungen, die unterhalb des Öffnungswinkels erscheinen, wurden auf möglichst gleiche Intensität untereinander optimiert. Das Design entspricht also einem eindimensionalen Fan-Out Element, das mit dem Dammann-Ansatz nach der IDO-Methode (mit Simulated Annealing) optimiert wurde (siehe Abschn. 5.2). Dieses Element erzeugte mit den gewählten Parametern eine aus ca. 100 Punkten bestehende Linie und erfüllte damit die Forderung an die "Durchgängigkeit" der Linie noch nicht. Aus diesem Grund wurden bis zu 50 verschiedene solcher eindimensionaler Fan-Out Gitter unterschiedlicher Perioden auf einem Substrat kombiniert, wobei die Perioden dahingehend optimiert wurden, daß eine relativ homogene Ausleuchtung entlang der Linie erfolgte. Im Ergebnis überlagern sich alle Beugungsbilder und erzeugen auf einer 10 m entfernten Wand eine aus Punkten bestehende Linie, bei der der Abstand von Punkt zu Punkt nirgends weniger als 2 cm beträgt. Dieses DOE wurde als $15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ großes binäres Phaseelement mittels Laserlithographie hergestellt und ist in den Abbildungen 5.63 und 5.64 dargestellt. Die Abbildungen 5.65 und 5.66 zeigen optische Antworten zweier solcher DOEs. Die geforderten Spezifikationen konnten allesamt erfüllt werden.

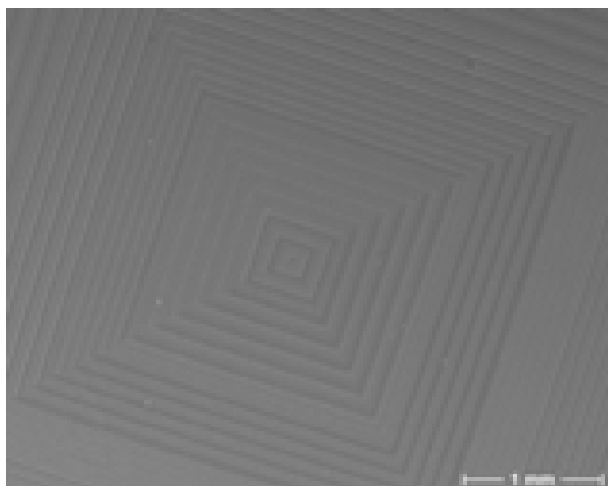


Abbildung 5.63: Hergestelltes DOE

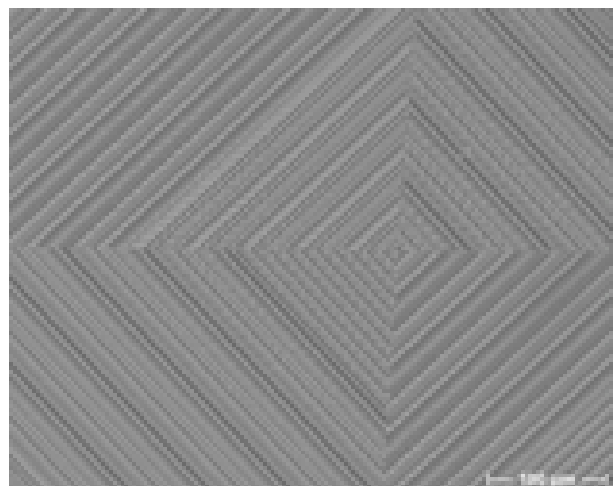


Abbildung 5.64: Detailansicht

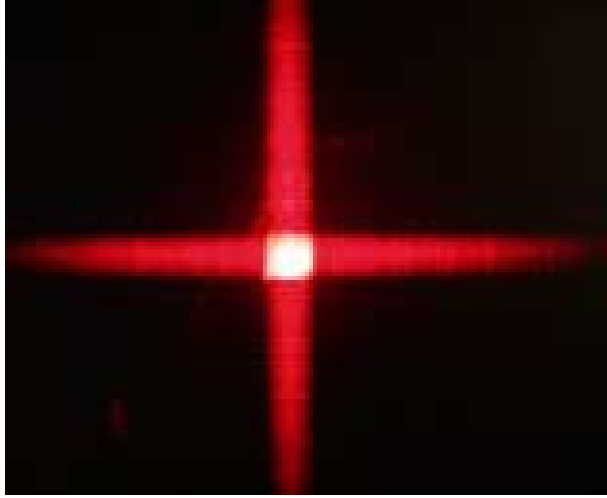


Abbildung 5.65: Optische Antwort eines DOE für einen Öffnungswinkel von 45° und einen Strahldurchmesser von 14 mm

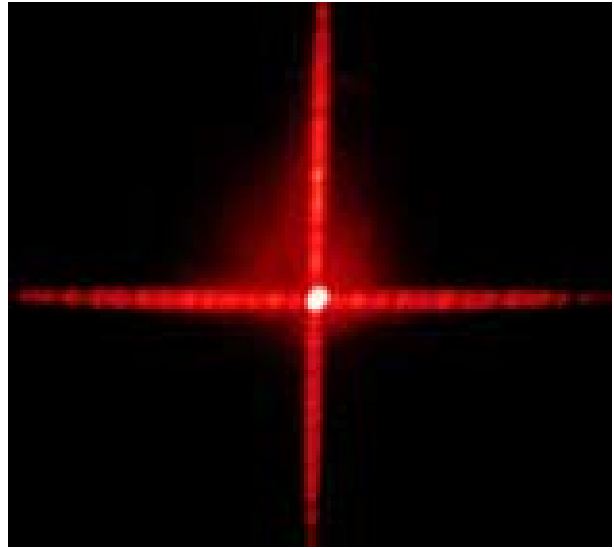


Abbildung 5.66: Optische Antwort eines DOE für einen Öffnungswinkel von 60° und einen Strahldurchmesser von 7 mm

5.4.2 Hexagon

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für eine ähnliche wie die gerade zuvor besprochene Anwendung ein diffraktives Element berechnet und hergestellt, welches im Fernfeld die sechs Eckpunkte eines Hexagons erzeugt (siehe Abb. 5.67). Der Winkel zwischen der nullten Beugungsordnung und einem Eckpunkt sollte dabei 5° betragen, entsprechend einem Abstand von 87.5 cm bei einer Betrachtungsentfernung von 10 m. Die Toleranzgrenze für den Winkelfehler lag bei 1° . Die Effizienz (Summe der Intensitäten der Eckpunkte geteilt durch die gesamte Intensität) mußte besser als 60% sein. Weiter war die Homogenität zu besser als 20% vorgegeben, d.h. zwei beliebige Eckpunkte durften sich um nicht mehr als 20% in der Intensität unterscheiden. Der beleuchtende Strahl hatte einen Durchmesser von 13 mm und eine Wellenlänge von 650 nm.

Ein erster Ansatz zur Berechnung war IFTA. Damit wurde ein 1024×1024 Punkte großes DOE mit einer Punktgröße von 1 mm berechnet. In der Bildebene war die Intensität aus Abb. 5.67 vorgegeben. Für die geometrischen Abmessungen des Fraunhofer'schen Beugungsbildes x gilt:

$$x = fz\lambda \quad (5.13)$$

Dabei ist f die Frequenz der Fourier-Zerlegung, z der Abstand und λ die Belichtungswellenlänge. Aus dem Punktabstand von 1 mm folgte die größte Frequenz der Fourier-Zerlegung zu $f_{max} = 1/(2 \cdot 1 \mu m) = 5 \cdot 10^5 m^{-1}$. In einem Abstand von 10 m ergab dies bei der hier zu Testzwecken verwendeten Wellenlänge von 633 nm eine maximale Ausdehnung der 1. Ordnung von 3,165 m. Ein Punkt in der Bildebene entsprach dann einer Länge von

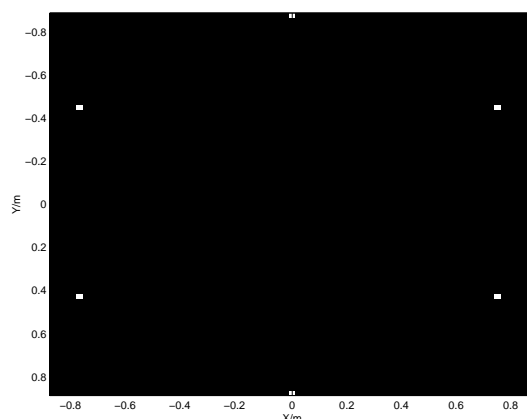


Abbildung 5.67: Bei der Iteration in der Bildebene vorgegebene Intensität

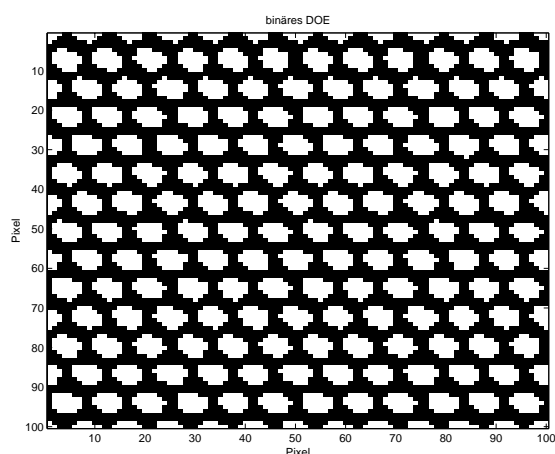


Abbildung 5.68: Ausschnitt aus dem mit IFTA berechneten DOE

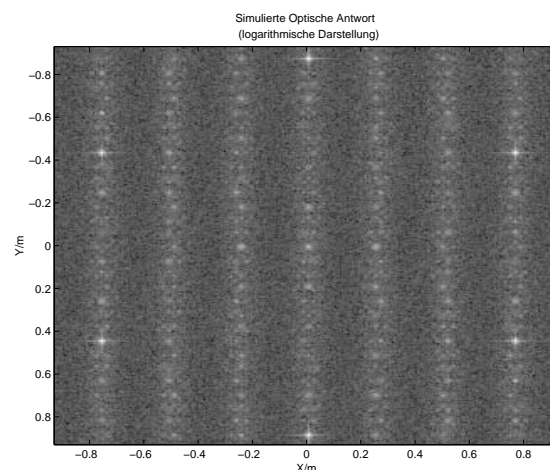


Abbildung 5.69: Simulierte optische Antwort des mit IFTA berechneten DOE

6.2 μm .

Abb. 5.68 stellt einen Ausschnitt aus der sich nach 100 Iterationen ergebenden Struktur dar. Die simulierte optische Antwort in logarithmischer Darstellung, die der Empfindung des Auges näher kommt als die lineare Auftragung, ist in Abb. 5.69 dargestellt. Die Qualität des Beugungsbilds ist unbefriedigend. Die sechs Punkte sind zwar deutlich erkennbar, die Homogenität war aber nicht ausreichend; der hellste Punkt hatte die doppelte Intensität des dunkelsten. Zumindest erreichte die Effizienz den geforderten Wert von 60%.

Das tatsächliche Ergebnis bei Vermessung des hergestellten Elements war erst recht unbefriedigend, vor allem störten starkes Streulicht und viele Speckles das Bild. Auch war die Effizienz nicht ausreichend. Sie lag unter 30% und konnte damit die geforderten Spezifikationen nicht erfüllen. Einzig die Homogenität war im verlangten Bereich. Obwohl durch weitere Optimierung der Resistdicke sicherlich noch eine Steigerung der Effizienz möglich

gewesen wäre, wurde dieser Ansatz, vor allem aufgrund der starken Speckles nicht weiter verfolgt.

Der aufgezeigte Weg ist für diese Anwendung ungeeignet. Dies ist für den Vergleich der Meßverfahren interessant, da sich deutlich zeigt, daß die im folgenden beschriebene analytische Lösung in vielerlei Hinsicht überlegen ist.

Es wurde der Ansatz eines Honigwabengitters untersucht, wie es in Abb. 5.70 gezeigt ist. Dieses Gitter weist bereits die richtige sechszählige Symmetrie auf. Insgesamt ergibt sich in der Simulation im Fernfeld die in Abb. 5.71 dargestellte Intensität. Hier fällt das ausgeprägte Rechteckgitter auf. Dieses stammt von der Überstruktur der Hexagone, die im Gitter in Linien übereinander und regelmäßig nebeneinander angeordnet sind. Die Intensität der Eckpunkte des Hexagons ist sehr hoch, was jedoch in der Abbildung nicht dargestellt werden kann, da die Ausdehnung der Punkte klein ist.

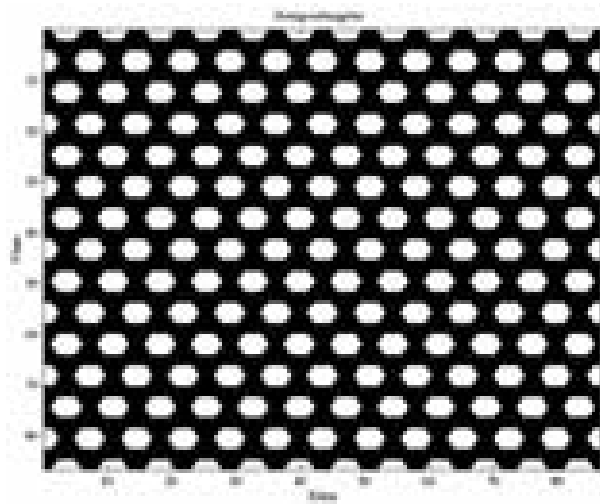


Abbildung 5.70: Struktur des Honigwabengitters

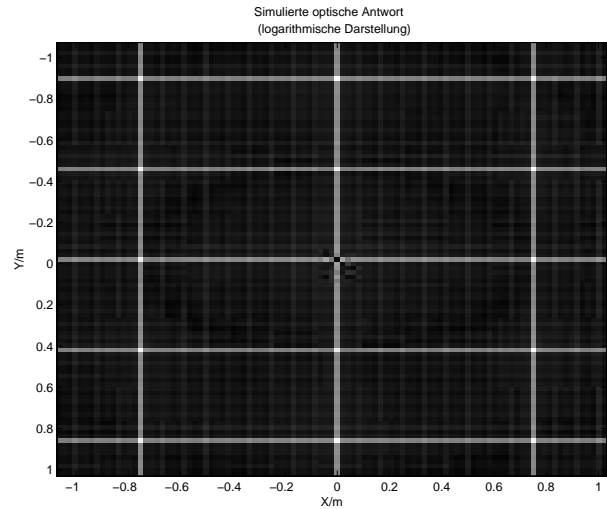


Abbildung 5.71: Simulierte optische Antwort des Honigwabengitters

Daß das Gitter die gewünschte Beugungseffizienz liefern kann, ist zu erwarten, da es sich durch die Überlagerung dreier um jeweils 120° gegeneinander gedrehter Liniengitter zusammensetzen läßt. Daraus folgt auch sofort der Zusammenhang zwischen der Größe eines Hexagons und dem Beugungswinkel. Ein Honigwabengitter (Abmessungen siehe Abb. 5.72) aus Sechsecken der Kantenlänge a läßt sich durch Gitter der Periode $d = 3\frac{\sqrt{3}}{2}a$ und der Liniendicke $\frac{\sqrt{3}}{2}a$ darstellen. Aus der Gittergleichung

$$\sin \alpha = n \frac{\lambda}{d} \quad (5.14)$$

wobei α der Beugungswinkel, n die Beugungsordnung, λ die verwendete Wellenlänge und d der Gitterabstand ist, folgt für $d=7,232$ mm das erste Beugungsmaximum in 10 m Entfernung gerade in 87.5 cm Abstand von der Achse. Dieses Gitter wurde auch für 633 nm

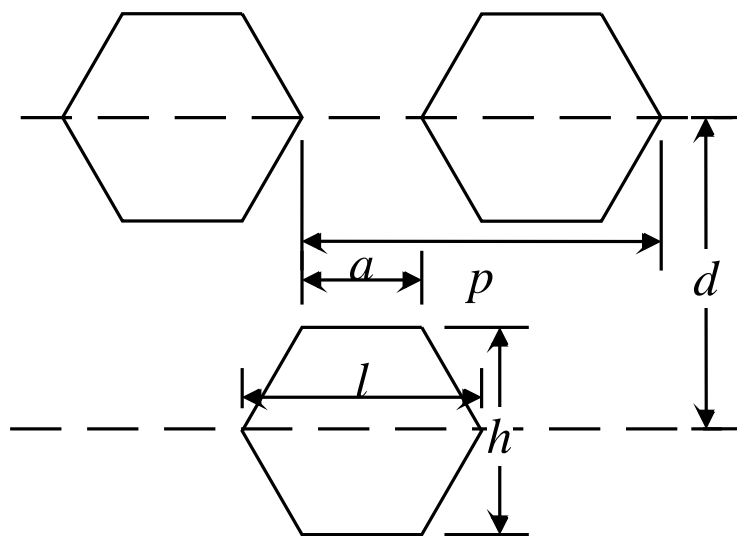


Abbildung 5.72: Abmessungen des Honigwabengitters

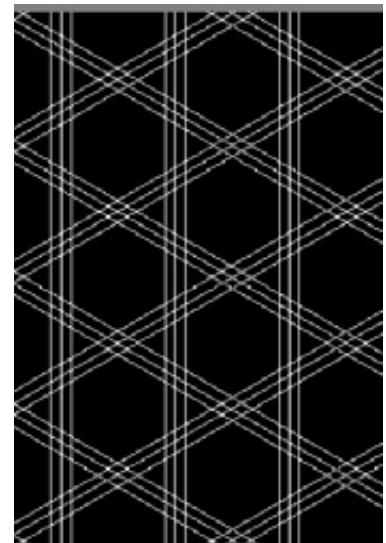


Abbildung 5.73: Ausschnitt aus der mit AutoCAD erzeugten Struktur

berechnet um bei Beleuchtung mit einem Helium-Neon-Laser die Effizienz und Homogenität bestimmen zu können.

Ein solches Gitter mit den Abmessungen $13 \times 13 \text{ mm}^2$ wurde in AutoCAD gezeichnet und mittels der in der Arbeitsgruppe entwickelten Software *GX* in ein für das Lithographiesystem lesbares Format umgewandelt. Ein Ausschnitt aus der Gitterstruktur ist in Abb. 5.73 gezeigt.

Beim Schreiben dieser Struktur traten Probleme auf, da die Positioniereinheit stets nach einigen hundert Zeilen einen geringen Positionierfehler im Bereich von einigen hundert Nanometern machte. Für alle anderen in dieser Arbeit besprochenen Elemente wäre dieser Fehler belanglos, bzw. nicht bemerkt worden. Hier führte dies jedoch dazu, daß an einer Stelle der Abstand zweier Gitterlinien um ca. 500 nm verschoben war. Für die danach belichteten Linien war die Periode zwar wieder korrekt, aber nun waren die drei gekreuzten Gitter gegeneinander verschoben, so daß sich keine Sechsecke mehr ergaben. Dieser Effekt trat auch bei kleineren, $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großen, zu Testzwecken geschriebenen Strukturen auf. Trotz großer Anstrengungen konnte dieser Fehler nicht gänzlich beseitigt werden, so daß ein anderes Herstellungsverfahren verwendet werden mußte. Messungen an den mit Positionierfehlern behafteten Elementen ergaben Effizienzen oberhalb von 60%, so daß das Konzept des Honigwabengitters sehr vielversprechend erschien.

Einmal mehr zeigte sich an diesem Beispiel, wie wichtig die Anpassung der Herstellungstechnik an die Berechnung ist. Der Effekt trat beim Schreiben im vektoriellen Modus durch das sequentielle Schreiben dreier vollständiger Gitter auf, die auf einer Fläche von mehreren Quadratzentimetern überall bis auf unter 100 nm genau zur Deckung gebracht

	geforderte Abmessung/mm	realisierte Abmessung/mm
a	2,86	3,08
$h = \sqrt{3}a$	4,95	5,06
$l = 2a$	5,72	5,72
$p = 3a$	8,58	8,58

Tabelle 5.4: Vergleich der erreichten Abmessungen mit den geforderten für das hergestellte hexagonale Gitter

werden mußten. Selbst für die präzisesten Positioniereinheiten ist dies eine anspruchsvolle Aufgabe. Bei einer Darstellung der Struktur als Matrix und einem Betrieb im Bitmap-Modus trat das Problem nicht auf, da hier die beschriebene Fläche nur einmal abgefahren wird. Im Bitmap-Format beträgt die Schrittweite (Schreibpixel) in der Regel $1\text{ }\mu\text{m}$ und war somit etwas kleiner als der Fokus des Schreibstrahls ($1,1\text{ }\mu\text{m}$), damit nur eine geringe Überlappung auftritt und so die Schreibzeit minimiert wird. Für das Schreiben einer kleinen Honigwabenstruktur ergab sich daraus aber folgendes Problem: Die wichtigen Größen, die die Abmessungen des Beugungsbildes bestimmen, sind p und d . Wie in Tab. 5.4 zu sehen waren die geforderten Abmessungen für $\lambda=650\text{ nm}$ aber nicht durch ganze Pixelzahlen erreichbar. Mit einer Schrittweite von $0,66\text{ }\mu\text{m}$ erhielt man nun zwar eine Überlappung des Schreibstrahls, zusammen mit der Fokusgröße von $1,1\text{ }\mu\text{m}$ ließen sich so aber alle Größen eines Hexagons gut durch kleine ganze Zahlen annähern. Für $a = 4\text{ Pixel}$, $h = 7\text{ Pixel}$ und $p = 13\text{ Pixel}$ ergaben sich die Werte aus Tab. 5.4.

Zum Schreiben wurde diese Struktur nun aufgrund ihrer Periodizität nicht komplett als Matrix erzeugt. Stattdessen wurde eine Zeile von 7 Pixeln Höhe, d.h. so hoch wie ein Hexagon, geschrieben. Dann wurde der Tisch um $4,29\text{ }\mu\text{m}$ nach rechts und um $3,47\text{ }\mu\text{m}$ nach unten verschoben und die nächste Zeile geschrieben. Damit wurden folgende Probleme gelöst:

1. Jede Zeile muß um exakt eine halbe Periode ($= 4,29\text{ }\mu\text{m}$) gegenüber der darüberliegenden verschoben sein. Eine Verschiebung um 6,5 Pixel ist jedoch nicht möglich.
2. Der Zeilenabstand $d = 7,43\text{ }\mu\text{m}$ muß genau eingehalten werden; dieser entspricht aber 11,25 Pixeln.
3. Speicherbedarf: Bei $0,66\text{ }\mu\text{m}$ Punktgröße benötigt ein $13 \times 13\text{ mm}^2$ großes DOE selbst bei binärer Speicherung etwa 420 MB.

Das so hergestellte Element wurde vermessen. Es ergab sich eine Effizienz von ca. 70% und eine Homogenität von besser als 5%. Alle Anforderungen konnten somit sehr gut erfüllt, bzw. übertroffen werden.

Das Element wurde als Prägeform verwendet, d.h. in einem Stempelverfahren sollte einem Kunststoffrohling die Form des DOEs eingeprägt werden. Dazu mußte die Struktur in

Quarzglas übertragen werden, da sie in Photoresist mechanisch nicht stabil genug war. Am *Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH* wurde die Struktur zu diesem Zweck mittels Reaktivem Ionenstrahlätzen in das Quarzglas übertragen. Die Ätztiefe ergab sich mit Gl. 2.5 aus dem Brechungsindex des verwendeten Kunststoffes von $n=1.505$ zu $d=643$ nm.

In den Abbildungen 5.74 und 5.75 ist eine Mikroskopaufnahme des abgeformten DOEs und eine Aufnahme der optischen Antwort zu sehen. Das Abformen funktionierte sehr gut, was für die hohe Qualität der hergestellten Strukturen spricht, insbesondere für eine gute Kantenschärfe. Die Form der Hexagone ist zwar nicht ganz optimal, entscheidend für das Beugungsbild im Fernfeld ist aber ohnehin die Anordnung der Sechsecke, und diese ist so wie verlangt. Dies sieht man auch deutlich in der optischen Antwort; die Lage der Punkte entspricht den Anforderungen. Einzig die nullte Ordnung scheint etwas zu große Intensität zu besitzen, dies liegt aber vor allem an der falschen Beleuchtungswellenlänge, denn das abgeformte Element wurde für eine Wellenlänge von 650 nm entworfen, hier jedoch mit 633 nm belichtet worden.

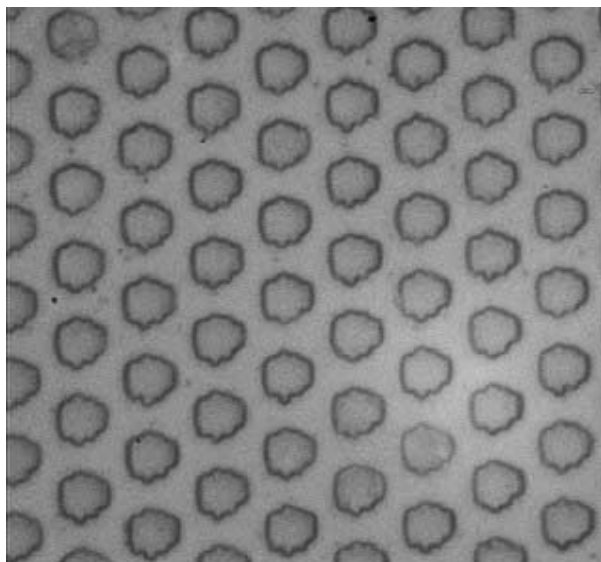


Abbildung 5.74: In Kunststoff geprägtes DOE unter 100-facher Vergrößerung

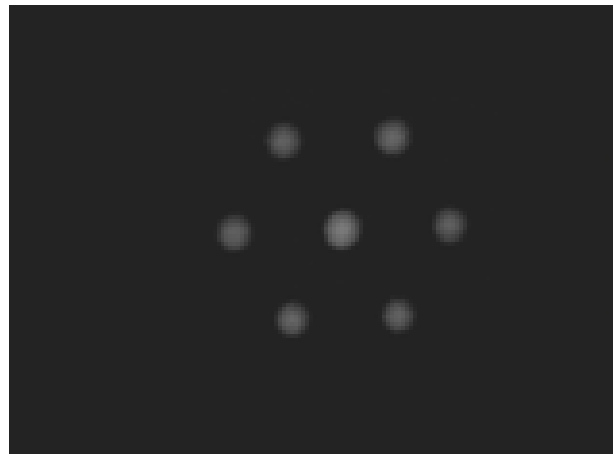


Abbildung 5.75: Optische Antwort des abgeformten DOEs bei Beleuchtung mit 633 nm

5.5 Phasenkodierung in holographischen Speichern

Bei der Holographischen Speicherung kommen zur Erhöhung der Speicherkapazität verschiedene Multiplexverfahren zum Einsatz, wie beispielsweise das bekannte Winkelmultiplexing. In der AG *Photorefraktive Optik* wurde die Phasenkodierung als weiteres Multiplexverfahren entwickelt und experimentell verwirklicht [83].

Bei der Phasenkodierung nutzt man während des Schreibens und Lesens viele Referenzstrahlen gleichzeitig, wobei jedem eine ganz bestimmte Phasenmodulation aufgeprägt wird. Die Phase kann deterministisch oder zufällig kodiert werden. Eine wichtige Anwendung für die Zufallsphasenkodierung ist die Datenverschlüsselung. Sie besteht darin, daß man einen Datensatz mit einem speziellen Phasenoffset speichert und man ihn nur mit diesem speziellen (Zufallsphasen-) Offset wieder auslesen kann. Stimmen die Offsets nicht überein, so kommt es zu einer rein statistischen Überlagerung aller Referenzstrahlen, welche sich im Mittel aufheben.

Für die Anwendung als Zufallsphasenplatte wurde ein Phaselement hergestellt, das aus ca. 800 Streifen der Breite $32\text{ }\mu\text{m}$ zusammengesetzt war, deren Phasenhub zwischen null und 2π zufällig variierte. Eine schematische Zeichnung des Elementes ist in Abb. 5.76 dargestellt. Die Gesamtfläche betrug $25\text{ mm} \times 5\text{ mm}$. Die Herstellung erfolgte mittels direktem Schreiben mit variabler Dosis.

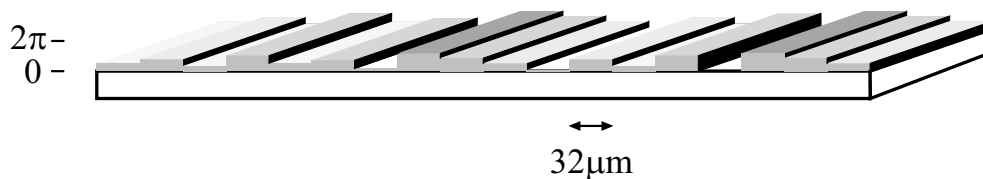


Abbildung 5.76: Struktur der Zufallsphasenplatte

Es konnte experimentell gezeigt werden, daß bei seitlicher Verschiebung der Zufallsphasenplatte die Intensität eines ausgelesenen Bildes linear abfällt, bis ab einer Verschiebung von $32\text{ }\mu\text{m}$ gar keine Rekonstruktion mehr stattfindet. Dies stimmte mit den theoretischen Überlegungen gänzlich überein und zeigte auch, daß das Phaselement von hoher Qualität war.

Dieses Element wird hier auch deshalb erwähnt, da es das erste qualitativ hochwertige, mittels direktem Schreiben hergestellte, kontinuierliche Phaselement war. Durch geeignet gewählten Überlapp (siehe Abschn.2.2) konnten die Phasenplateaus als glatte Flächen hergestellt werden. Entscheidend bei dieser Anwendung war die gleiche Phase innerhalb eines Streifens, die absolute Höhe des Lackes innerhalb des Streifens war, wegen der ohnehin zufälligen Phase, nicht von Belang. Bei allen anderen besprochenen DOEs war dies anders, weil gerade die absolute Lackhöhe für die Qualität des Bildes und die Beugungseffizienz entscheidend war.

Das Prinzip der Phasenkodierung ist in [83] beschrieben. Der Einsatz der Zufallsphasen-

platte zur Datenverschlüsselung wird in [84] erklärt. Der experimentelle Aufbau, sowie die mit dem Element erzielten Meßergebnisse sind in [85] nachzulesen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Thema der vorliegenden Arbeit war die Berechnung, Herstellung, Vermessung und Anwendung Diffraktiver Optischer Elemente. Durch die Behandlung der gesamten Kette - von der ersten Idee bis zum letztlichen Einsatz in einem mikrooptischen System - konnten neue Aspekte erarbeitet werden, die vorher nur wenig Berücksichtigung fanden. Diese betreffen vor allem die Verknüpfung dieser einzelnen Schritte zu einem Gesamtprozeß.

Die wichtigsten Berechnungsverfahren wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht und bewertet. Den Problemen iterativ arbeitender Verfahren (Speckles) stehen die bekannten Einschränkungen analytischer Verfahren (keine beliebigen Intensitätsverteilungen) gegenüber. Als sehr tragfähig haben sich gemischte Herangehensweisen erwiesen, bei denen, basierend auf einem analytischen Ansatz, iterative Optimierungen durchgeführt werden. Wenn diese Optimierung mit global arbeitenden Verfahren durchgeführt wird, kann die Stagnation in einem lokalen Minimum der Gewinnfunktion vermieden werden. In der Gewinnfunktion müssen theoretische Aspekte und Herstellungsaspekte gleichermaßen berücksichtigt werden. Für einige praxisrelevante Beispiele, z.B. für die Berechnung von Fan-Out Elementen und von geblazten Gittern, konnten mit solchen Ansätzen Optimierungen eingeführt werden, die deutlich bessere Resultate als klassische Methoden liefern. Auch mit einem auf einer Finiten-Elemente Methode basierenden Verfahren konnten durch Berücksichtigung neuer Aspekte in der Optimierung sehr gute Ergebnisse erzielt werden. Ein wichtiges Resultat ist, daß es keine Berechnungsmethode gibt, die universell einsetzbar wäre, wie sich an den verschiedenen Beispielen immer wieder zeigt. Wo immer dies möglich ist, sollten vorliegende -a priori- Informationen, insbesondere auch die, die Herstellungsbeschränkungen betreffen, weitestgehend in analytischen Ansätzen im Designproblem eingearbeitet werden.

Nach erfolgtem Design besteht der nächste Schritt in der Herstellung der berechneten Phasenprofile. Zu diesem Zweck wurde ein Laserlithographiesystem aufgebaut mit dem es möglich war, qualitativ hochwertige DOEs mit hoher Auflösung (Durchmesser des Schreibstrahls ca. 900 nm, Positioniergenauigkeit: 20 nm) herzustellen. Die Anlage wurde speziell für die Anforderungen der DOEs konzipiert. Die Berücksichtigung der Besonderheiten verschiedener Designverfahren, bereits in der Auswahl der Komponenten, wur-

de im Detail beschrieben. Die Implementierung angepaßter Schreibmodi (Vektordarstellung/Pixeldarstellung, binäre/kontinuierliche Darstellung) erfolgte im Hinblick auf die Vorteile, die die einzelnen Modi bei unterschiedlichen Berechnungsmethoden bieten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden DOEs für eine Reihe von Anwendungen hergestellt, die sich allesamt durch hohe optische Qualität auszeichnen. Einen schönen Beweis für die Qualität der hergestellten Profile liefert das in Kunststoff abgeformte Strahlformungselement, das eindrücklich zeigt, wie elegant und preiswert der Einsatz von DOEs in optischen Systemen sein kann und so eine gute Motivation für die hier dargestellten Aspekte liefert.

Mit der Herstellung, insbesondere mit der von kontinuierlichen Resistprofilen, ist der Aspekt der Vermessung der hergestellten Profile untrennbar verbunden, da sie Rückschlüsse auf den Herstellungsprozeß erlaubt und so zu dessen Optimierung herangezogen werden kann. Die benötigte laterale Auflösung ist vom Schreibmodus abhängig, der sich wiederum meist aus der Art der Problemstellung, bzw. der Art der Berechnung ergibt und bis hinunter zu 50 nm betragen kann. Axial ist eine Auflösung von unter 50 nm notwendig, im Falle kontinuierlicher Reliefs ist sie noch kritischer. Für diese sehr anspruchsvolle Meßaufgabe wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Weißlichtinterferenz-Mikroskop aufgebaut an dem mehrere Meßverfahren auf die Eignung zur Vermessung der DOEs geprüft wurden. Aufgrund der besten lateralen Auflösung erwies sich die Phasenschrittmethode als geeignetste. Durch die Kombination mit einem der anderen Verfahren konnte die axiale Auflösung noch gesteigert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden DOEs für eine Reihe von Anwendungen konzipiert, die im Detail besprochen wurden und an denen die Wichtigkeit der Verbindung von Design und Herstellung eindrücklich demonstriert werden konnte. Am Beispiel des neuartigen DVD Pickup-Systems und der Specklereduktion für Laser-TV wird verdeutlicht, wie effizient der Einsatz von DOEs auch, bzw. *vor allem*, in Low-Cost Systemen sein kann. Erst diese Vielfalt der Anwendungen ermöglichte durch die an ihnen gewonnenen Erfahrungen die optimale Konzeption und Konstruktion der Laserlithographieanlage.

Ausblick Durch stetig wachsende Rechenleistungen von Computern wird es in absehbarer Zeit möglich sein, immer stärker auch globale Optimierungsverfahren anzuwenden, was, aufgrund des Zeitaufwandes bei der Berechnung der Fouriertransformation für große Matrizen, momentan noch nicht praktikabel ist. Dadurch wird es möglich sein, die optische Leistung von DOEs weiter zu steigern. Ein wichtiger Aspekt, der noch nicht genügend Beachtung gefunden hat, ist die Untersuchung von Justagetoleranzen für die DOEs in optischen Systemen und deren Berücksichtigung bei Design und Herstellung. Besonders für den breiteren Einsatz von DOEs in Low-Cost Systemen ist dies von größter Bedeutung.

Da die Mikrolithographie für die Fertigung von Halbleiterbauelementen stetig voranschreitet ist in Zukunft auch mit Fortschritten bei der Herstellung von DOEs zu rechnen. Die Herstellung, allerdings noch auf Forschungsebene beschränkt, hat bereits einen hohen Stand erreicht wobei zum Teil schon physikalische Grenzen die Beschränkungen bilden. Hier können diese Fortschritte in erster Linie dazu beitragen, die Prozesse einfacher in der Handhabung

und kostengünstiger zu machen und die Herstellung von DOEs dadurch weiter zu etablieren, bzw. zu kommerzialisieren.

DOEs sind nicht für jede Problemstellung geeignet. Für viele Aufgaben liefern sie jedoch, z.T. auch in geeigneter Kombination mit klassischen refraktiven Komponenten, außerordentlich elegante Lösungen, die in ihrer Einfachheit kaum zu übertreffen sind. Die Möglichkeit zur Integration auf kleinstem Raum und die bereits heute zur Verfügung stehenden Möglichkeiten der kostengünstigen Massenherstellung mit Replikationsverfahren sind Aspekte, die dafür sprechen, daß sich DOEs auch in Zukunft immer stärker durchsetzen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] L.G. Baraldi, Heißprägen in Polymeren für die Herstellung integriert-optischer Systemkomponenten, Dissertation, ETH Zürich, 1994
- [2] M.T. Gale, L.G. Baraldi, R.E. Kunz, Replicated microstructures for integrated optics, Proc. SPIE 2213, 1994
- [3] B. Kluepfel, F. Ross, Holography Market Place, Ross Books, 1991
- [4] M.T. Gale, M. Rossi, H. Schütz, Fabrication of 2-dimensional continuous-relief diffractive optical elements, Proc. SPIE 1732, 1992
- [5] E.-B. Kley, M. Cumme, L.-C. Wittig, C. Wu, Adapting existing e-beam writers to write HEBS-glass gray scale masks, Proc. SPIE, Vol. 3633, 1999
- [6] S.A. Campbell, The science and engineering of microelectronic fabrication, Oxford University Press, 1996.
- [7] B. El-Kareh, Fundamentals of Semiconductor Processing Technologies, Kluwer Academic Publishers, 1995
- [8] M.B. Stern, M. Holz, S. Madeiros, R.E. Knowlden, Fabricating binary optics: process variables critical to optical efficiency, J. Vac. Sci. Technol., 1991
- [9] H.P. Herzig, Micro-Optics: Elements, systems and applications, Taylor and Francis, 1997
- [10] M.A. Carbon, 3D Grating model of colour perception, in John Daltons's colour vision legacy, pp. 639-648, Taylor and Francis, 1997
- [11] M. Hain, R. Glöckner, S. Bhattacharya, D. Dias, S. Stankovic, T. Tschudi, Fast switching liquid crystal lenses for a dual focus DVD pickup, Opt. Comm. 188, 2001
- [12] A. Ashkin, Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime, Biophys. J. 61, 1992
- [13] K. Sasaki, J. Hotta, K. Wada, H. Masuhara, Analysis of radiation pressure exerted on a metallic particle within an evanescent field, Opt. Lett. 25, 2000

- [14] M. Gu, D. Morrish, P.C. Ke, Enhancement of transverse trapping efficiency for a metallic particle using an obstructed laser beam, *Appl. Phys. Lett.* 77, 2000
- [15] N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, H. Rubinsztein-Dunlop, M.J. Wegener, Laser beams with phase singularities, *Opt. Quantum Electron.* 24, 1992
- [16] M. Reicherter, T. Haist, E.U. Wagemann, H.J. Tiziani, Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display, *Opt. Lett.* 24, 1999
- [17] S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, M.V. Shinkaryev, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev, The phase rotor filter, *J. Mod. Opt.* 39, 1992
- [18] M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kirstensen, J.P. Woerdman, Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate, *Opt. Comm.* 112, 1994
- [19] J.M. Vaughan, D.V. Willetts, Temporal and interference fringe analysis of TEM₀₁* laser modes, *J. Opt. Soc. Am.* 73, 1983
- [20] C. Tamm, C. O. Weiss, Bistability and optical switching of spatial patterns in a laser, *J. Opt. Soc. Am. B* 7, 1990
- [21] S. Somalingam, Schaltbares Doughnut-Element mit Flüssigkristallen, Jahresbericht des Instituts für Angewandte Physik 2000/2001
- [22] M. Haruna, M. Takahashi, K. Wakahayashi, H. Nishihara, Laser beam lithographed micro-Fresnel lenses, *Appl. Opt.* 29, 1990
- [23] E.-B. Kley, W. Dorl, Einsatz der Elektronenstrahlolithographie zur Herstellung mikrooptischer Bauelemente, *VDI Berichte* 1012, 1992
- [24] S. Stankovic, Entwicklung eines Laserlithographiesystems zur Mikrostrukturierung, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 1997
- [25] L. Benmohammadi, Herstellung und Berechnung von diffraktiven optischen Elementen, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 1999
- [26] M. Budach, Anwendungen der Laserlithographie in der diffraktiven und adaptiven Optik, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2001
- [27] W. von Spiegel, Laserlithographie zur Entwicklung kontinuierlich strukturierter diffraktiv-optischer Elemente und anderer Anwendungen, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2002
- [28] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* 2nd ed., McGraw-Hill, 1996
- [29] S.G. Lipson, *Optik*, Springer, 1997

- [30] U. Tietze, Ch. Schenk, Halbleiter Schaltungstechnik 7. Aufl., Springer, 1985
- [31] I. Kallioniemi, T. Ammer, M. Rossi, Optimization of continuous-profile blazed gratings using rigorous diffraction theory, Opt. Comm., Vol. 177, 2000
- [32] M.T. Gale, M. Rossi, J. Pedersen, H. Schütz, Fabrication of continuous-relief micro-optical elements by direct laser writing in photoresist, Opt. Eng. 33, 1994
- [33] D.C. Ghilia, Two-Dimensional Phase Unwrapping, Wiley and Sons, 1998
- [34] P.K. Rastogi, Optical measurement techniques and applications, Artech House, 1997
- [35] H. Zhang, M.J. Lalor and D.R. Burton, Robust, accurate seven-sample phase-shifting algorithm insensitive to nonlinear phase-shift error and second-harmonic distortion: a comparative study, Opt. Eng. 38, 1999
- [36] U. Krackhardt, J.N. Mait, N. Streibl, Upper bound on diffraction efficiency of phase-only fanout elements. Appl. Opt., Vol. 31, 1992
- [37] C.C. Aleksoff, K.K. Ellis, B.D. Neagle, Holographic conversion of a Gaussian beam to a near-field uniform beam, Opt. Eng. 30, 1991
- [38] R.W. Gerchberg, W.O. Saxton, A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures, Optik, Vol. 35, No.2, 1972
- [39] F. Wyrowski, O. Bryngdahl, Iterative Fourier-transform algorithm applied to computer holography, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 5, No. 7, 1988
- [40] T. Peter, F. Wyrowski, O. Bryngdahl, Importance of the initial distribution for iterative calculations of quantized diffractive elements, J. mod. Opt. 40, 1993
- [41] J.R. Fienup, Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms, Opt. Eng. 19, 1980
- [42] C.-Y. Han, Y. Ishii, K. Murata, Reshaping collimated laser beams with Gaussian profile to uniform profiles, Appl. Opt 22, 1983
- [43] J. Jahns, M.M. Downs, M.E. Prise, N. Streibl, S.J. Walker, Dammann gratings for laser beam shaping. Opt. Eng., Vol. 28, 1989
- [44] H.P. Herzig, D. Prongue, R. Dändliker, Design and fabrication of highly efficient fan-out elements, Jpn. J. Appl. Phys. 29, 1990
- [45] T. Dresel, M. Beyerlein, J. Schwider, Design of computer-generated beam-shaping holograms by iterative finite-element mesh adaption, Appl. Opt., Vol. 35, No. 35, 1996

- [46] A. Hermerschmidt, H.J. Eichler, Design of diffractive beam-shaping elements for non-uniform illumination waves, Proc. SPIE Vol. 3291, 1998
- [47] T. Dresel, Computergestützter Entwurf diffraktiver optischer Elemente für technische Anwendungen, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1999
- [48] S. Bhattacharya, Documentation for Finite Element Mesh program, TU Darmstadt, 2001
- [49] B. Kress, P. Meyrueis, Digital Diffractive Optics, Wiley and Sons, 2000
- [50] Shipley S1800 Series Photoresists Datasheet
- [51] Microresist ma-N 1400 Photoresist Datenblatt
- [52] PMAC Users Guide, Delta-Tau Instruments, 1994
- [53] B. Persson, Erzeugung von diffraktiven Strukturen im PMMA, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 1995
- [54] M. Hain, K. Somalingam, S. Stankovic, T. Tschudi, Liquid crystal wavefront correctors, to be published
- [55] S. Stankovic, D. Dias, M. Hain, S. Bhattacharya, R. Glöckner, C. Karaboué, L. Benmohammadi, F. Guessous, L.L. Wang, T. Tschudi, M. Ferstl, E. Pawlowski, R. Steingrüber, Integrated optical pickup system for axial dual focus, Appl. Opt. 40, 2001
- [56] S. Somalingam, Adaptive Elemente auf der Basis von Flüssigkristallen, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2001
- [57] H. Haidner, Theorie der Subwellenlängenstrukturen für diffraktive optische Elemente, Dissertation, FAU Erlangen-Nürnberg, 1994
- [58] D. Dias, S. Stankovic, H. Haidner, L.L. Wang, T. Tschudi, M. Ferstl, R. Steingrüber, High-frequency gratings for applications to DVD pickup systems, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 3, 2001
- [59] P. Lalanne, G.M. Morris, Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization, J. Opt. Soc. Am. A 13, 1996
- [60] M. Ferstl, R. Steingrüber, D. Dias, S. Stankovic, H. Haidner, High-frequency gratings as polarization elements, Proc. SPIE 3879, 1999
- [61] M. Hain, Adaptive Optische Elemente auf der Basis von Flüssigkristallen, Dissertation, TU Darmstadt, 2003

- [62] R.C. Enger, S.K. Case, Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugations, *Appl. Opt.* 22, 1983
- [63] J. Spannhake, Design, Herstellung und Ansteuerung einer Flüssigkristalllinse auf der Basis einer mehrschichtigen Elektrodenstruktur, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2001
- [64] R. Glöckner, Schnell schaltbare adaptive Flüssigkristall-Linsen mit radialsymmetrischer Elektrodenstruktur, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2000
- [65] T. Shiono, H. Ogawa, Planar-optic-disk pickup with diffractive micro-optics, *Appl. Opt.*, 33, No. 31, 1994
- [66] C. Karaboué, Fokusvermessung für ein optisch integriertes CD/DVD Pick-up System, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 1998
- [67] ISO 11146, Europäisches Komitee für Normung, 1995
- [68] C. Schulz, Strahlformung von Hochleistungsdiodenlasern, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2001
- [69] R. Diehl, High-Power Diode Lasers, Springer, 2000
- [70] J.R. Leger, W.C. Goltsov, Geometrical transformation of linear diode-laser arrays for longitudinal pumping of solid-state lasers, *IEEE J. of Quant. El.*, Vol. 28, No. 4, 1992
- [71] E.-B. Kley, L. Wittig, The approximation of refractive micro optical profiles by minimal surfaces, *Proc. SPIE*, Vol. 3879, 1999
- [72] E. Schröder, Elimination of granulation in laser beam projections by means of a moving diffuser, *Opt. Comm.*, Vol. 3, No. 1, 1971
- [73] S. Löwenthal, D. Joyeux, Speckle removal by a slowly moving diffuser associated with a motionless diffuser, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 61, No. 7, 1971
- [74] H. Kiemle, U. Wolff, Application de cristaux liquides en holographie optique, *Opt. Comm.*, Vol. 3, No. 1, 1971
- [75] R. Berkovits, S. Feng, Theory of speckle-pattern tomography in multiple-scattering media, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 65, No. 25, 1990
- [76] B. Dingel, S. Kawata, Laser-diode microscope with fiber illumination, *Opt. Comm.*, Vol. 93, 1992
- [77] B. Dingel, S. Kawata, Speckle-free image in a laser-diode microscope by using the optical feedback effect, *Opt. Lett.*, Vol. 18, No. 7, 1993

- [78] T. Iwai, T. Asakura, Speckle reduction in coherent information processing, Proc. IEEE 84, 1996
- [79] G. Bouchitte, R. Petit, Homogenization techniques as applied in the electromagnetic theory of gratings, Electromagnetics 5, 1985
- [80] H. Dammann, Synthetic digital-phase gratings - design, features, applications, Proc. SPIE, Vol. 437, 1983
- [81] A. Elbert, Speckles-Reduktion mit Akusto-Optischen-Modulatoren in Laser-Display-Systemen, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 1998
- [82] A. Schilling, Ph. Nussbaum, Ch. Ossmann, S. Traut, M. Rossi, H. Schiff, H.P. Herzig, Miniaturized, focusing fan-out elements: design, fabrication and characterization, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1, 1999
- [83] C. Denz, K.O. Müller, F. Visinka, T. Tschudi, Digital volume holographic data storage and encryption using a phase-coded holographic memory system, OSA TOPS Vol. 27: Advances in photorefractive materials, effects and devices, 1999
- [84] F. Visinka, G. Berger, K.O. Müller, C. Denz, Data encryption in a phase-coded volume holographic memory using random phase keys, Annual Report 98/99 Licht- und Teilchenoptik, Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt, 2000
- [85] F. Visinka, Datenspeicherung und -verschlüsselung in einem phasenkodierten volumenholographischen Speicher, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2000

Publikationsliste

Veröffentlichungen

1. C. Zhou, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Analytic phase-factor equations for Talbot array illuminations', Appl. Opt. 38 (2): 284-290 (1999)
2. C. Zhou, S. Stankovic, C. Denz, T. Tschudi: 'Phase codes of Talbot array illumination for encoding holographic multiplexing storage', Opt. Comm. 161: 209-211 (1999)
3. S. Stankovic, D. Dias, M. Hain, S. Bhattacharya, R. Glöckner, C. Karaboue, L. Benmohammadi, F. Guessous, T. Tschudi, M. Ferstl, E. Pawlowski, R. Steingrüber, B. Kuhlow, L.L. Wang: 'Integrated optical pickup system for axial dual focus', Appl. Opt. Vol. 40, No. 5 (2001)
4. M. Hain, R. Glöckner, S. Bhattacharya, D. Dias, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Fast switching liquid crystal lenses for a dual focus digital versatile disc pickup', Opt. Comm. 188, 291-299 (2001)
5. D. Dias, S. Stankovic, H. Haidner, L.L. Wang, T. Tschudi, M. Ferstl, R. Steingrüber: 'High-frequency gratings for applications to DVD pickup systems', J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 3, 164-173 (2001)

Tagungsbeiträge

1997

1. S. Stankovic, H. Gottschling, L.L. Wang, T. Tschudi: 'Laserlithographiesystem zur Mikrostrukturierung', DGaO Jahrestagung 1997 Staffelstein

1998

2. S. Stankovic, H. Haidner, L.L. Wang, T. Tschudi: 'Hochauflösende Hologramme für Strahlformung im paraxialen und nicht-paraxialen Bereich', DGaO Jahrestagung 1998 Bad Nenndorf
3. C. Karaboué, S. Stankovic, L.L. Wang, T. Tschudi: 'Hochauflösende Meßmethoden zur Fokusanalyse', DGaO Jahrestagung 1998 Bad Nenndorf

1999

4. R. Glöckner, M. Hain, S. Bhattacharya, L.L. Wang, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Schnell schaltende optische Elemente auf der Basis ferroelektrischer Flüssigkristalle', DGaO Jahrestagung 1999 Berlin
5. D. Dias, H. Haidner, L.L. Wang, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Antireflektierende Schichten aus hochfrequenten Gitterstrukturen', DGaO Jahrestagung 1999 Berlin
6. F. Guessous, L. Benmohammadi, A. Elbert, S. Stankovic, L.L. Wang, T. Tschudi: 'Speckle-Beseitigung im Fernfeld mit diffraktiven optischen Elementen', DGaO Jahrestagung 1999 Berlin
7. M. Ferstl, R. Steingrueber, D. Dias, S. Stankovic, H. Haidner: 'High-frequency gratings as polarization elements', Proc. of SPIE Vol. 3879, 138-146 (1999)
8. S. Bhattacharya, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Generation and study of diffractive elements with hexagonal structures', EOS topical meeting on diffractive optics 1999 Jena
9. S. Stankovic, D. Dias, H. Haidner, M. Ferstl, E. Pawlowski, T. Tschudi: 'High frequency gratings with high aspect ratio for applications with polarisation optics', EOS topical meeting on diffractive optics 1999 Jena
10. M. Hain, R. Glöckner, S. Bhattacharya, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Fast switching electrooptical lenses based on nematic and ferroelectric liquid crystals', Ferroelectrics 1999 Darmstadt
11. T. Tschudi, L.L. Wang, S. Stankovic, M. Hain, S. Bhattacharya, D. Dias, L. Benmohammadi, C. Karaboué, E. Pawlowski, M. Ferstl: 'Integrated optical pickup for optical discs', ICO XVIII: Optics for the next millenium, San Francisco, 1999, Proc. SPIE 3749: 411-412 (1999)

2000

12. S. Stankovic, M. Hain, D. Dias, S. Bhattacharya, R. Glöckner, T. Tschudi, M. Ferstl, E. Pawlowski, R. Steingrüber, B. Kuhlow, L.L. Wang: 'Pickup System für axialen Doppelfokus mit diffraktiven optischen Elementen', DGaO Jahrestagung 2000 Jena
13. M. Hain, R. Glöckner, S. Bhattacharya, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Schnell schaltbare Flüssigkristalllinse basierend auf dem Transient Nematic Effekt', DGaO Jahrestagung 2000 Jena
14. S. Somalingam, M. Budach, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Strahlablenkung durch Phasenmodulation in einer Flüssigkristallschicht', DGaO Jahrestagung 2000 Jena

15. D. Dias, H. Haidner, L.L. Wang, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Hochfrequente Gitterstrukturen für Anwendungen in DVD Pickup Systemen', DGaO Jahrestagung 2000 Jena
16. S. Stankovic, D. Dias, M. Hain, S. Bhattacharya, R. Glöckner, C. Karaboué, L. Benmohammadi, F. Guessous, L.L. Wang, T. Tschudi, M. Ferstl, E. Pawlowski, R. Steingrüber, B. Kuhlow: 'Integrated optical pickup system for axial dual focus', OSA 'DO-MO 2000' Diffractive Optics and Micro-Optics Topical Meeting 2000, Québec City / Canada
17. S. Stankovic, 'Optische Biosensoren auf Basis von Wellenleitern', DAKOM Seminar über optische Meßtechnik, Darmstadt
18. S. Bhattacharya, S. Stankovic, D. Dias, M. Hain, R. Glöckner, C. Karaboué, L. Benmohammadi, F. Guessous, T. Tschudi, M. Ferstl, E. Pawlowski, R. Steingrüber, B. Kuhlow, L.L. Wang: 'Dual Layer Digital Versatile Disk Pickup Integrating Opto-Electronic and Diffractive Elements', CLEO/Europe-IQEC 2000, Nizza, 10.-15.09.2000
19. M. Hain, R. Glöckner, S. Bhattacharya, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Fast electro-optical lenses using liquid crystals', CLEO/Europe-IQEC 2000, Nizza, 10.-15.09.2000
20. T. Tschudi, L. Wang, S. Stankovic, M. Hain, S. Bhattacharya, D. Dias, L. Benmohammadi, C. Karaboué, E. Pawlowski, M. Ferstl: 'An integrated optical pickup for high resolution digital storage and optical measuring technique', Nanoscale Optics Conference, Engelberg, 16.-19.04.2000
21. T. Tschudi, L. Wang, S. Stankovic, M. Hain, S. Bhattacharya, D. Dias, L. Benmohammadi, C. Karaboué, E. Pawlowski, M. Ferstl: 'An integrated optical pickup for high resolution digital storage and optical measuring technique', ROMOPTO, Bukarest, 04.-07.09. 2000

2001

22. C. Schulz, S. Stankovic, S. Bhattacharya, T. Tschudi: 'Wellenfrontmessung an Hochleistungsdiodenlaserbarren', DGaO Jahrestagung 2001 Göttingen
23. D. Dias, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Diffraktive Retarderarrays für Anwendungen in optischen Systemen', DGaO Jahrestagung 2001 Göttingen
24. S. Somalingam, M. Hain, W. v. Spiegel, M. Budach, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Wellenfrontkorrektur mit hohem Wirkungsgrad und einfacher Ansteuerung', DGaO Jahrestagung 2001 Göttingen

2002

25. M. Hain, S. Somalingam, M. Schmiedchen, K. Dreßbach, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Dynamische Flüssigkristallelemente zur Phasenkorrektur - Design und Anwendungen', DGaO Jahrestagung 2002 Innsbruck
26. K. Dressbach, S. Somalingam, M. Hain, M. Schmiedchen, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Wellenfrontkorrektur mit Hilfe von Flüssigkristallzellen', DGaO Jahrestagung 2002 Innsbruck
27. W. v. Spiegel, D. Dias, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Design, Herstellung und Messung diffraktiver optischer Elemente (DOE)', DGaO Jahrestagung 2002 Innsbruck
28. S. Somalingam, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Schaltbare Flüssigkristall-Elemente zur Generierung doughnutförmiger Intensitätsverteilungen', DGaO Jahrestagung 2002 Innsbruck
29. M. Schmiedchen, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi: 'Schnell schaltbare diffraktive Linse auf Flüssigkristall-Basis', DGaO Jahrestagung 2002 Innsbruck

Betreute Diplomarbeiten

1. C. Karaboué, Fokusvermessung für ein optisch integriertes CD/DVD Pick-up System, 1998
2. L. Ben mohammadi, Herstellung und Berechnung von diffraktiven optischen Elementen, 1999
3. F. Guessous, Diffraktive optische Elemente. Berechnung, Simulation und Herstellung, 2000
4. M. Budach, Anwendungen der Laserlithographie in der diffraktiven und adaptiven Optik, 2001
5. C. Schulz, Strahlformung von Hochleistungsdiodenlasern, 2001
6. W. von Spiegel, Laserlithographie zur Entwicklung kontinuierlich strukturierter diffraktiv-optischer Elemente und anderer Anwendungen, 2002

Danksagung

Herrn Professor Dr. Theo Tschudi danke ich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Seine Unterstützung und das entgegengebrachte Vertrauen waren für mich von größter Bedeutung.

Frau Dr. Lingli Wang danke für ihr großes Engagement zu Beginn meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter.

Meiner Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme* danke ich für das produktive und freundschaftliche Klima, das für den Spaß an der Arbeit und damit auch für deren Erfolg entscheidend war. Besonders danke ich meinem Freund Mathias Hain, der zur guten Arbeitssphäre maßgeblich beigetragen hat und in jeder Hinsicht eine große Unterstützung war.

Meinen engagiert arbeitenden ehemaligen Diplomanden Chialou Karaboué, Lhoucine Ben mohammadi, Fouad Guessous, Michael Budach, Christian Schulz und Wolff von Spiegel möchte ich meinen großen Dank für die vielfältigen Beiträge aussprechen, die sie zu dieser Arbeit geleistet haben.

Den Arbeitsgruppen der experimentellen Licht- und Teilchenoptik, besonders der AG *Photorefraktive Optik*, der AG *Optische Meßtechnik*, der AG *Laserphysik und nichtlineare optische Materialien*, der AG *Flüssigkristalle* und der AG *Elektronenoptik* danke ich für die gute und freundschaftliche Kooperation und die angenehme Zusammenarbeit.

Frau Ellen Happel danke ich herzlich für die Unterstützung bei der Bewältigung organisatorischer Probleme und für die angenehme Zusammenarbeit.

Frau Margit Ferstl vom *Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik Berlin GmbH* danke ich für die wichtigen Gespräche zur Elektronenstrahlolithographie. Herrn Dr. Gerhard Hohenbleicher von *Holographic Systems München GmbH* danke ich für die angenehme Zusammenarbeit und die replizierten DOEs.

Der Feinmechanischen Werkstatt um Herrn Wilhelm Bernhardt und der Elektronikwerkstatt um Herrn Wolfgang Rök danke ich für die freundliche und kompetente Unterstützung während der gesamten Zeit. Herrn Gerhard Jourdan danke ich für die Hilfe bei den unzähligen elektronenmikroskopischen Aufnahmen.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Elsässer danke ich für die Übernahme des Korreferates. Bei Herrn Mathias Hain und Herrn Daniel Dias bedanke ich mich für die Durchsicht des Manuskriptes zu dieser Arbeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Svetomir Stankovic
geb. am 29.10.1971 in Rüsselsheim (Hessen)

Eltern: Dr. med. Ranka Stankovic
Dipl.-Ing. Trajko Stankovic

Schul Ausbildung

1978 - 1982 Grundschule (Hasengrundschule) in Rüsselsheim
1982 - 1984 Förderstufe (Friedrich-Ebert-Schule) in Rüsselsheim
1984 - 1991 Gymnasium (Max-Planck-Schule) in Rüsselsheim, Abitur im Juni 1991

Hochschulausbildung

1991 - 1997 Studium der Physik an der TU Darmstadt, Diplom im März 1997
Diplomarbeit: 'Laserlithographiesystem zur Mikrostrukturierung'
1997 - 2002 Promotionsstudium unter der Leitung von Prof. Dr. Theo Tschudi

Berufstätigkeit

1997 - 2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Prof. Dr. Theo Tschudi am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt

seit 1998 Leiter der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme*

Projektleitung u.a. bei den Forschungsvorhaben:
'Neuer optischer Schreib-/Lesekopf für die optische Disk'
(FKZ 01 BS 609/0)
'Diffraktive (Kombinations-)Optiken für Hochleistungsdiodenlaser'
(FKZ 13 N 7475/8)